ORSAY
N° d'ordre
2105

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR 3ème CYCLE

par

Gérard BARDIN

ELECTROPRODUCTION DE π^+ SUR PROTON

Soutenue le 25 juin 1976, devant la Commission d'Examen

MM.	SERGOLLE	Président
	DUCLOS	
	BUSSIERE	Examinateurs
	BIZOT	

T H E S E

Présentée

A L'UNIVERSITE DE PARIS-XI

pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR 3ème CYCLE

Spécialité

PHYSIQUE NUCLEAIRE

par

Gérard BARDIN

ELECTROPRODUCTION DE π^+ SUR PROTONS

Soutenue le devant la Commission d'Examen

M. Président

MM. Examinateurs

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

REMERCIEMENTS

Cette étude a été réalisée à l'Accélérateur Linéaire de Saclay, dans le Service de Physique Nucléaire à Haute Energie. Je remercie Monsieur C. TZARA de m'y avoir accueilli et Monsieur P. CATILLON de m'avoir permis d'y poursuivre ces travaux.

Que MM. SERGOLLE, BIZOT, BUSSIERE DE NERCY reçoivent mes sincères remerciements pour avoir accepté de faire partie du jury.

Je remercie particulièrement tous les membres de notre groupe MM. J. DUCLOS, A. MAGNON, B. MICHEL dont les conseils et les encouragements m'ont permis de mener cette étude à son terme.

Je suis reconnaissant à MM. J. JULIEN et J.C. MONTRET de leur participation à la réalisation de cette expérience.

Celle-ci n'a été rendue possible que par la compétence de l'ensemble des Services Haute Energie et Accélérateur Linéaire. Je remercie spécialement MM. G. COLIN et A. MOUGEOT pour le réglage de l'électronique, MM. A. GODIN et M. MONTENON pour la mise au point de la cible d'hydrogène liquide ainsi que l'ensemble du groupe informatique pour la réalisation du programme d'acquisition des données.

Je tiens enfin à souligner le soin avec lequel Mmes GUGENBERGER et BONGUET ont reproduit cet ouvrage.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548124_0003

TABLE DES MATIERES

		Pages
Chapitre I -	INTRODUCTION	1
Chapitre II -	PRINCIPE	3
II.1.	Hypothèse d'un seul photon échangé	3
II.2.	Section efficace	4
II.3.	Contribution des diagrammes à la section efficace	6
II.4.	Choix des conditions cinématiques et précision ...	8
Chapitre III -	APPAREILLAGE ET LOGIQUE	15
III.1.	Description générale	15
III.2.	Description détaillée	17
III.3.	Conclusion	33
Chapitre IV -	ANALYSE DES RESULTATS	37
IV.1.	Détermination du nombre de coïncidences (π, e^-) et soustraction des fortuites	37
IV.2.	Relation entre la section efficace et le nombre de coïncidences	38
IV.3.	Détermination des angles solides et des efficacités	42
IV.4.	Conclusion	44
Chapitre V -	MESURES DE CALIBRATIONS : RESULTATS ET COMPARAISON AVEC LE PROGRAMME MONTE-CARLO	45
V.1.	Programme Monte Carlo	45
V.2.	Comparaison résultats expérimentaux et programme Monte Carlo pour la voie pion	49
V.3.	Comparaison résultats expérimentaux et programme Monte Carlo pour la voie électron	54

Pages

Chapitre VI - RESULTATS 65

VI.1. Mesure de R 65
VI.2. Calcul de S 66
VI.3. Calcul de S' 67
VI.4. Calcul de P 68
VI.5. Calcul des corrections 71
VI.6. Efficacité de détection des pions 72
VI.7. Nombre d'événements : choix des coupures 72
VI.8. Sections efficaces 76
VI.9. Conclusion 79

CONCLUSION 81

Annexe I - Principe du programme Monte Carlo : voie pion 83

Annexe II - Principe du programme Monte Carlo : voie électron 85

Annexe III - Variation du produit angle solide-acceptance dans la voie pion 89

REFERENCES 93

Chapitre I

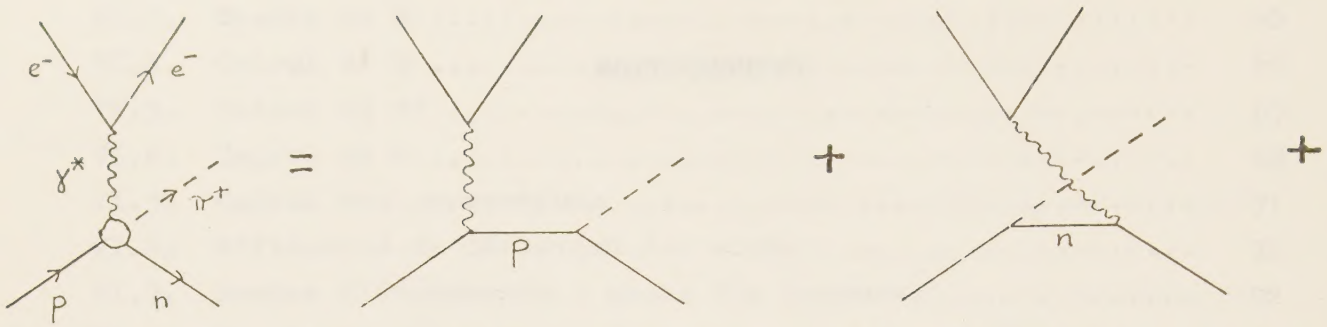
INTRODUCTION

L'électroproduction de π^+ sur le proton, entre le seuil de production et le voisinage de la première résonance (3/2, 3/2) peut se décrire par les diagrammes de la figure 1. Le diagramme comportant l'échange d'un pion est sensible au facteur de forme électromagnétique du pion. Sous certaines conditions cinématiques, la section efficace se décompose en deux termes :

- section efficace longitudinale dominée par l'échange d'un pion et donc sensible au facteur de forme du pion ;
- section efficace transverse dominée par l'échange d'un nucléon et de la résonance 3/2, 3/2.

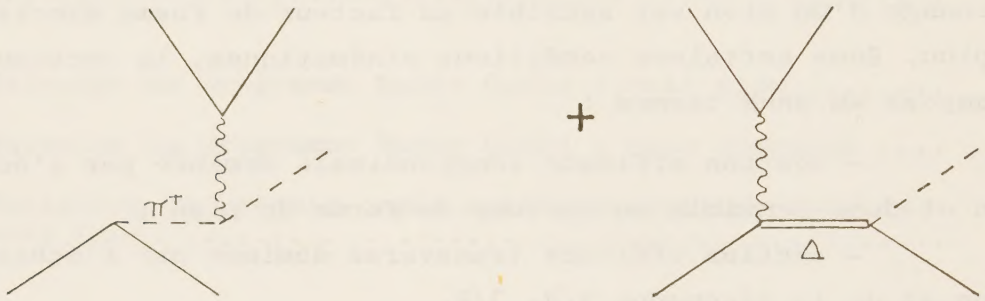
Une mesure de la section efficace longitudinale permet de préciser le facteur de forme du pion dans la région espace. Plusieurs expériences d'électroproduction de π^+ ont été réalisées [1-5] mais elles n'ont pas permis de séparer section efficace longitudinale et section efficace transverse. L'extraction de F_π demande alors un calcul de la partie transverse, calcul très dépendant des propriétés du N^*. Nous nous proposons de séparer expérimentalement la section efficace longitudinale.

Nous décrivons d'abord le principe de l'expérience puis nous examinons le dispositif expérimental et les mesures d'efficacité des ensembles de détection. Nous parlons ensuite de la méthode d'analyse des résultats et des différentes corrections à effectuer pour obtenir la section efficace. Nous dégageons ensuite les conclusions des résultats préliminaires obtenus.



1a : échange d'un proton
voie s

1b : échange d'un neutron
voie u



1c : échange d'un pion
voie t

1d : échange d'un Δ
voie s

Fig. 1 Principaux diagrammes intervenant dans la réaction $e+p \rightarrow e+n+\pi^+$

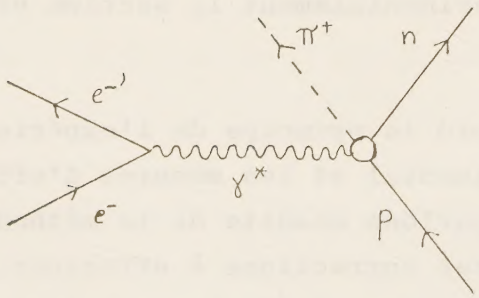


Fig. 2 Diagramme décrivant l'électroproduction de π^+ dans l'hypothèse d'un seul photon échangé

Chapitre II

PRINCIPE

L'électroproduction d'un π^+ sur le proton est la collision inélastique d'un électron sur un proton suivant la réaction $e^- + p \longrightarrow n + e^{-'} + \pi^+$.

II.1. HYPOTHESE D'UN SEUL PHOTON ECHANGE.

Si l'on fait l'hypothèse qu'un seul photon est échangé entre l'électron et le proton, la réaction est alors décrite par le diagramme de la figure 2. L'électroproduction est analogue à la photoproduction par un photon virtuel. Si l'on mesure l'impulsion du photon échangé, on est ramené à un problème à deux corps dans l'état final et l'angle θ_π détermine l'impulsion P_π du pion.

Le photon échangé a les propriétés suivantes :

- son quadrimoment k est du genre espace $k^2 < 0$

$$k^2 = - 2EE'(1 - \cos \theta_e) \qquad (1)$$

E est l'énergie de l'électron incident, E' l'énergie de l'électron diffusé ; θ_e l'angle de diffusion de l'électron.

- étant virtuel il a trois états possibles d'hélicité

+1, -1 photons transverses
0 photons longitudinaux

- il possède une polarisation caractérisée par le taux de polarisation transverse ε

$$\varepsilon = \frac{1}{1 + 2 \frac{|\vec{k}|^2}{|k^2|} tg^2 \frac{\theta_e}{2}} \qquad (2)$$

ε est aussi la proportion de photons longitudinaux.

II.2. SECTION EFFICACE.

Dans l'hypothèse d'un seul photon échangé, on peut factoriser la section efficace sous la forme :

$$\frac{d^5\sigma}{dE' d\Omega_e d\omega_\pi} = \Gamma \frac{d\sigma_V}{d\omega_\pi}$$

$d\omega_\pi$ angle solide dans le centre de masse (π,n)

- Γ représente la probabilité de production d'un photon virtuel dans dE', $d\Omega_e$

$$\Gamma = \frac{\alpha}{2\pi^2} \frac{E'}{E} \frac{\frac{W^2-M^2}{2M}}{|k^2|} \frac{1}{1-\varepsilon} \qquad (3)$$

W est l'énergie totale du système (π^+,n)

- $\frac{d\sigma_V}{d\omega_\pi}$ est la section efficace de photoproduction virtuelle et se décompose en

$$\frac{d\sigma_V}{d\omega_\pi} = \frac{d\sigma_T}{d\omega_\pi} + \varepsilon \frac{d\sigma_L}{d\omega_\pi} + \sqrt{\varepsilon(\varepsilon+1)} \sin\Theta_\pi \cos\varphi \frac{d\sigma_{TL}}{d\omega_\pi} + \varepsilon \sin^2\Theta_\pi \cos 2\varphi \frac{d\sigma_{TT}}{d\omega_\pi}$$

Θ_π est l'angle entre le pion et le photon mesuré dans le système du centre de masse (π,n) ; φ est l'angle des plans de diffusions $ee'\gamma$ et $\gamma n\pi^+$.

Les quatre termes représentent respectivement les sections efficaces :

- purement transverse
- purement longitudinale
- due à l'interférence transverse-longitudinale
- due à l'interférence transverse-transverse.

Si on se place à $\Theta_\pi = 0$ la section efficace se réduit à :

$$\frac{d^5\sigma}{dE' d\Omega_e d\omega_\pi} = \Gamma\left(\frac{d\sigma_T}{d\omega_\pi} + \varepsilon \frac{d\sigma_L}{d\omega_\pi}\right) \qquad (4)$$

Elle est une fonction de cinq paramètres. Dans le cas où Θ_π est nul ce nombre se réduit à trois que l'on choisit comme étant ε, k^2 et W.

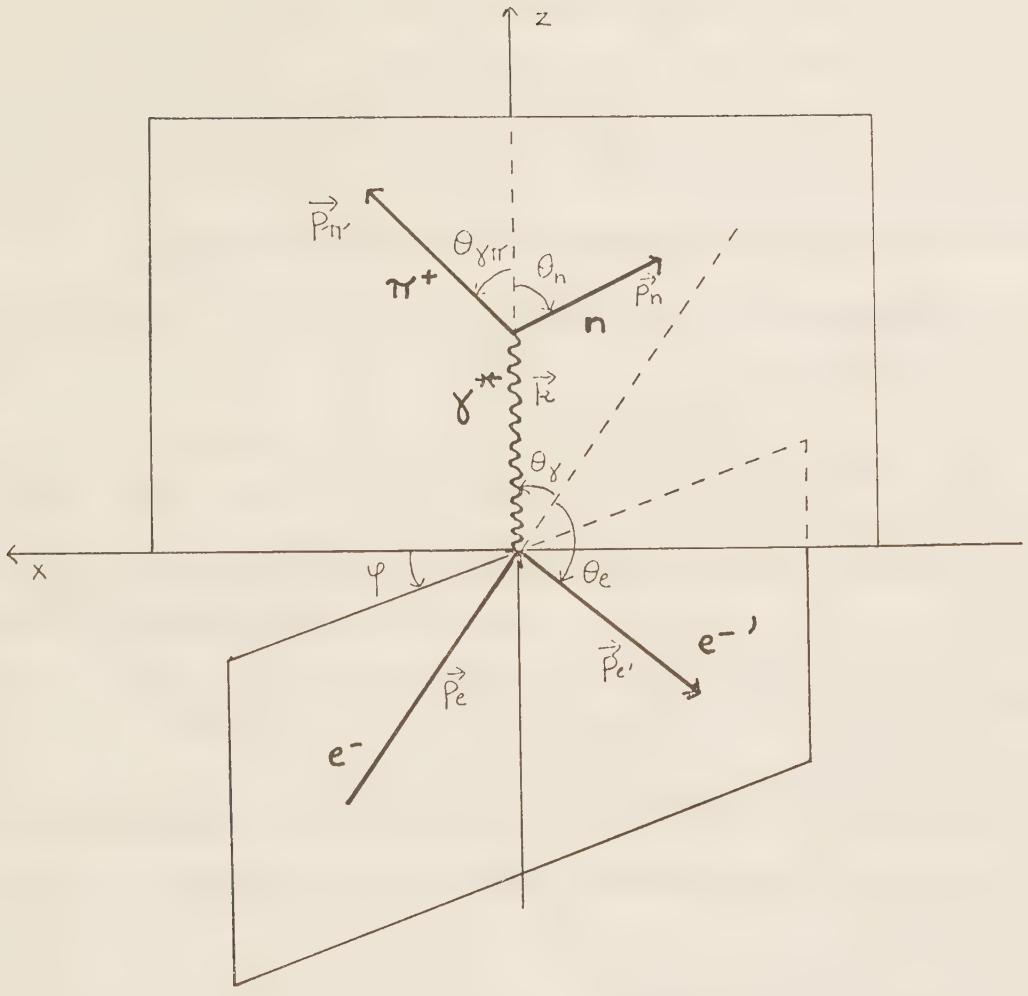


Fig. 3 Définition des variables cinématiques

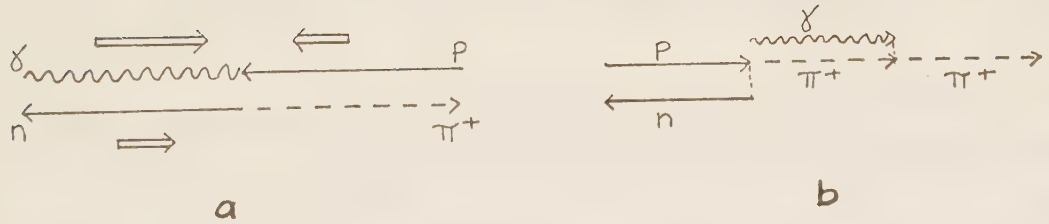


Fig. 4 Photoproduction virtuelle à $\theta_{\gamma\pi} = 0$

Les hélicités sont indiquées par des doubles traits. Pour un photon transverse (fig. 4a) il est nécessaire d'avoir un spin flip du nucléon.

W masse invariante du système (π^+, n) est donnée par :

$$W^2 = M^2 + k^2 + 2M\,(E-E') \qquad (5)$$

La définition des variables cinématiques est représentée sur la figure 3.

II.3. CONTRIBUTION DES DIAGRAMMES A LA SECTION EFFICACE.

II.3.1. Le diagramme d'échange d'un pion (fig. 1c) ne contribue qu'à la partie longitudinale.

Dans la réaction $\gamma^* + p \longrightarrow n + \pi^+$ avec émission du pion vers l'avant (fig. 4a) il n'y a pas de composante de moment angulaire dans la direction commune des particules : par conséquent la seule façon pour un photon transverse de transmettre son hélicité est de provoquer un spin-flip du nucléon : ce qui est impossible quand le couplage au nucléon se fait par l'intermédiaire d'un pion (fig. 4b). Seuls des photons longitudinaux peuvent donc contribuer à ce diagramme.

II.3.2. La contribution du pôle du pion est maximum lorsque $\theta_{\gamma\pi}$ est nul.

Soit q_μ le quadrimoment du pion virtuel échangé et q'_μ celui du pion sortant on a :

$$q^2 = (k_\mu - q'_\mu)^2 = k^2 + m_\pi^2 - 2\,k_o\,E_\pi + 2\,\vec{k}.\vec{q}' \ .$$

Le pôle du pion est atteint pour $q^2 = m_\pi^2$ soit :

$$2\,\vec{k}.\vec{q}' = 2\,k_o\,E_\pi - k^2$$

$$\cos\theta_{\gamma\pi} = \frac{\vec{k}.\vec{q}'}{|\vec{k}||\vec{q}'|} = \frac{2\,k_o\,E_\pi - k^2}{2|\vec{k}||\vec{q}'|} = \frac{1}{\beta_\pi}\left[1 + \frac{|\vec{k}| - k_o}{2\,E_\pi\,|\vec{k}|} \times (|\vec{k}| + k_o - 2E_\pi)\right] \cdot \qquad (6)$$

Dans la cinématique de l'expérience k^2 est négatif donc $|\vec{k}| > k_o$.
Or $k_o = T_n + E_\pi$, T_n est l'énergie cinétique du neutron donc :

$$|\vec{k}| + k_o - 2\,E_\pi > 2\,k_o - 2E_\pi = 2T_n > 0$$

$$|\vec{k}| - k_o > 0$$

La quantité entre crochet dans la formule (6) est donc supérieure à 1. Le pôle du pion se trouve dans une région non physique mais la valeur $\theta_{\gamma\pi} = 0$ est celle qui permet de s'en approcher le plus. On s'attend dans ce cas à une contribution importante du pôle puisque l'amplitude du terme d'échange du pion est directement proportionnelle au propagateur du pion virtuel $\frac{1}{q^2 - m_\pi^2}$ et donc à $(1 - \beta'_\pi \cos \theta_{\gamma\pi})$. On a posé :

$$\beta'_\pi = \beta_\pi \times \frac{1}{1 + \frac{|\vec{k}| - k_o}{2 E_\pi |\vec{k}|} \times (|\vec{k}| + k_o - 2 E_\pi)} .$$

II.3.3. Le diagramme d'échange d'un N^* (fig. 1d) est important au voisinage de la résonance.

Cet état peut être atteint par absorption d'un photon dipôle magnétique M_{1+}, quadrupôle électrique transverse E_{1+} ou longitudinale L_{1+}. Les expériences de photoproduction [6-7] ont montré qu'il était dû essentiellement à l'absorption d'un M_{1+} et que la contribution de E_{1+} est très faible ($E_1/M_1 < 5\%$), ceci rejoint des conclusions basées sur le modèle des quarks [8] et le groupe de symétrie SU(6) [9] qui veulent que la contribution de L_1 et E_1 soit nulle. Dans ce cas le diagramme d'échange du N^* est entièrement contenu dans $\frac{d\sigma_T}{d\omega_\pi}$ puisque des photons longitudinaux ne peuvent conduire qu'à des états multipolaires électriques.

La section efficace longitudinale $\frac{d\sigma_L}{d\omega_\pi}$ sera donc dominée par le diagramme d'échange d'un pion. La contribution des autres termes de Born (figs 1a, 1b) peut être calculée. La partie diagonale s'avère faible (5% environ). L'interférence avec le terme à échange d'un pion contribue pour 20 à 30%.

La seule façon d'obtenir $\frac{d\sigma_L}{d\omega_\pi}$ est de faire varier ε, les autres paramètres restant constants. La précision sera d'autant plus grande que le bras de levier en ε sera plus grand. Or le facteur électrodynamique Γ décroît rapidement aux grands angles de diffusion de l'électron (correspondant à de faibles valeurs de ε d'après la formule (2)) à cause de l'existence du pôle du photon. D'où la difficulté, inhérente à ce type de mesure, d'obtenir des données à faible ε. C'est ainsi que,

pour des raisons de taux de comptage, Akerlof et al. [1] ont été limités à des valeurs de ε supérieures à 0,5 et n'ont pu extraire $\frac{d\sigma_L}{d\omega_\pi}$.

L'énergie (600 MeV), le cycle utile (1 à 2% suivant l'énergie) et l'intensité (30 mA crête) de l'accélérateur linéaire de Saclay ont permis de faire varier ε depuis $\varepsilon = 0,15$ jusqu'à $\varepsilon = 0,65$ en conservant des taux de comptage raisonnables et ainsi de séparer $\frac{d\sigma_L}{d\omega_\pi}$ et $\frac{d\sigma_T}{d\omega_\pi}$.

II.4. CHOIX DES CONDITIONS CINEMATIQUES ET PRECISION.

II.4.1. Choix des conditions cinématiques.

Le but final de l'expérience est de déterminer le rayon carré moyen du pion $\langle r_\pi^2 \rangle = 6\left(\frac{dF_\pi}{dk^2}\right)_{k^2=0}$ soit la pente de $F_\pi(k^2)$; on doit donc faire varier k^2 au voisinage de zéro. Il faut, d'autre part, atteindre des valeurs de k^2 suffisamment grandes pour que F_π soit sensible à $\langle r_\pi^2 \rangle$. Ceci nous a amené à choisir de mesurer F_π jusqu'à un quadritransfert de $-3F^{-2}$. nous avons donc fait varier k^2 de -1 à $-3\ F^{-2}$.

Le choix de la masse invariante W est dicté par les remarques suivantes :

La détermination de F_π au moyen de la mesure de la section efficace longitudinale est favorisée si l'on a :

- un rapport $\frac{d\sigma_L}{d\omega_\pi} \Big/ \frac{d\sigma_T}{d\omega_\pi}$ grand car la section efficace transverse apparaît comme un bruit de fond qui limite la précision sur la mesure de la section efficace longitudinale ;
- une section efficace longitudinale qui permette d'obtenir une précision statistique suffisante, compte tenu des limitations en temps de faisceau et en intensité ;
- un domaine de variation de ε à W et k^2 fixes suffisamment grand.

La variation des sections efficaces transverses et longitudinales (fig. 5 d'après les calculs de Zagury [10] utilisés pour l'analyse des résultats expérimentaux de Akerlof [1]) montre que :

- la section efficace transverse, à peu près constante pour $W \leqslant 1180$ MeV, augmente au-delà à cause du terme d'échange du N^* ;
- la section efficace longitudinale augmente depuis le seuil jusqu'à 1180 MeV puis reste constante.

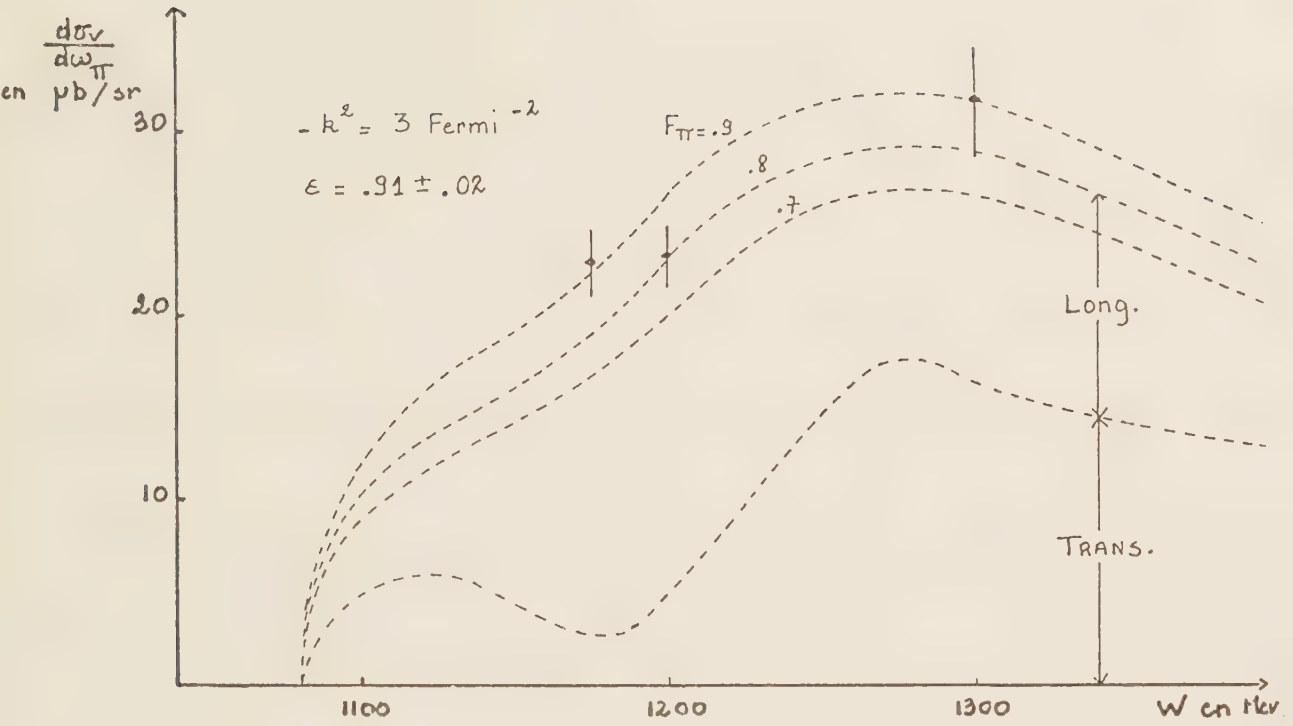


Fig. 5 Sections efficaces transverse et longitudinale en fonction de W.
Les points expérimentaux sont ceux de Akerlof réf.[1].
Les courbes théoriques sont tirées de Zagury réf.[10].

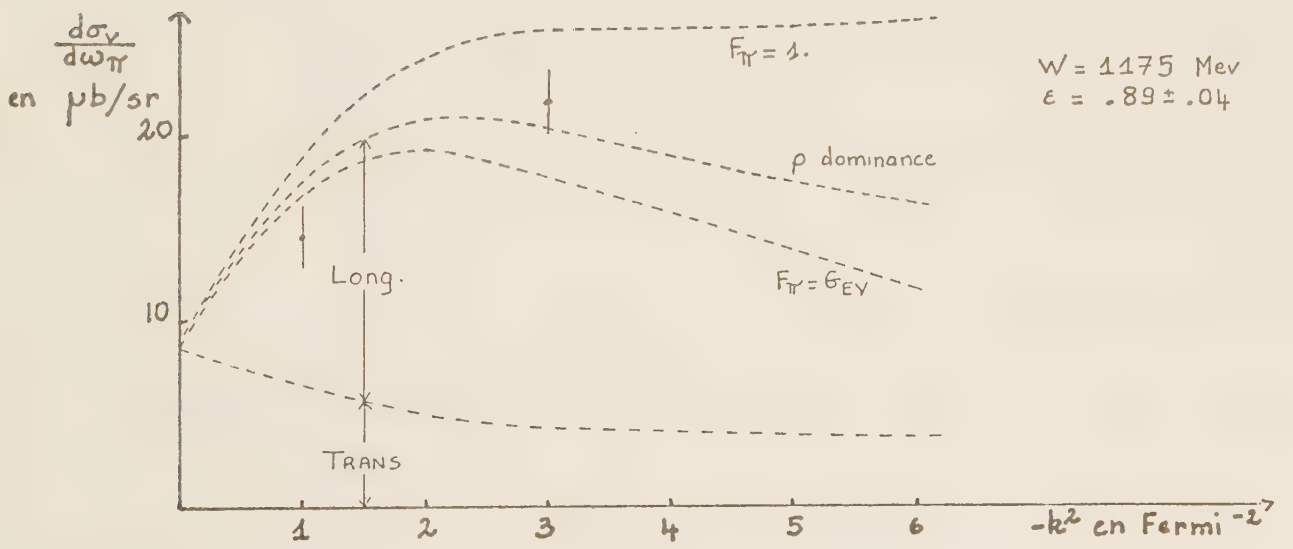


Fig. 6 Sections efficaces transverse et longitudinale en fonction de k^2

La valeur W = 1175 MeV assure un rapport $\frac{d\sigma_L}{d\omega_\pi} \Big/ \frac{d\sigma_T}{d\omega_\pi}$ de quatre environ (voir figure 6) et une variation en ε de 0,384 pour $k^2 = -3F^{-2}$.

Les contraintes expérimentales qui limitent la variation en ε sont l'énergie maximale (600 MeV), l'angle minimal de détection des pions (10°), l'angle maximal de détection des électrons (103°), enfin l'angle minimal entre la direction des pions et celle des électrons (soit $\theta_e + \theta_\pi \geqslant 54°$). La figure 7 montre comment ces limites interviennent dans le plan (k^2, ε) pour W = 1175 MeV. Le tableau 1 présente les points de fonctionnement choisis, compte tenu des considérations ci-dessus.

II.4.2. Choix de l'intensité du faisceau incident et taux de comptage.

L'intensité du faisceau incident est déterminée à partir des taux simples en pion et en électron et du taux de coïncidences. Ces taux sont estimés à l'aide des mesures de Hand [12] (pour le taux simple en électron) d'un modèle graphique développé par Cochard [11] (pour le taux simple en pion) et des calculs de Zagury [10] (pour le taux de coïncidence). Le faible taux de coïncidences notamment pour les faibles valeurs de ε, est une des difficultés de l'expérience. Pour augmenter ce taux, il suffirait de travailler à courant élevé mais on est limité par :

- d'une part, les pertes de comptage dans la voie pion. Les pions étant détectés à angle petit, le rayonnement du faisceau dans la cible occasionne un bruit de fond élevé dans les compteurs, d'où des pertes de comptage par temps mort.

- d'autre part, le rapport signal sur bruit. Il est à noter que ce bruit provient essentiellement de coïncidences fortuites entre un pion et un électron produit dans la réaction elle-même.

Nous avons choisi l'intensité pour avoir un rapport signal sur bruit de 1/2 en s'assurant que les pertes de comptage restent inférieures à 10%.

II.4.3. Précision.

Soit σ_1 et σ_2 les deux sections efficaces de photoproduction virtuelle pour une valeur de k^2 et de W fixée et pour deux valeurs de ε : ε_1 et ε_2

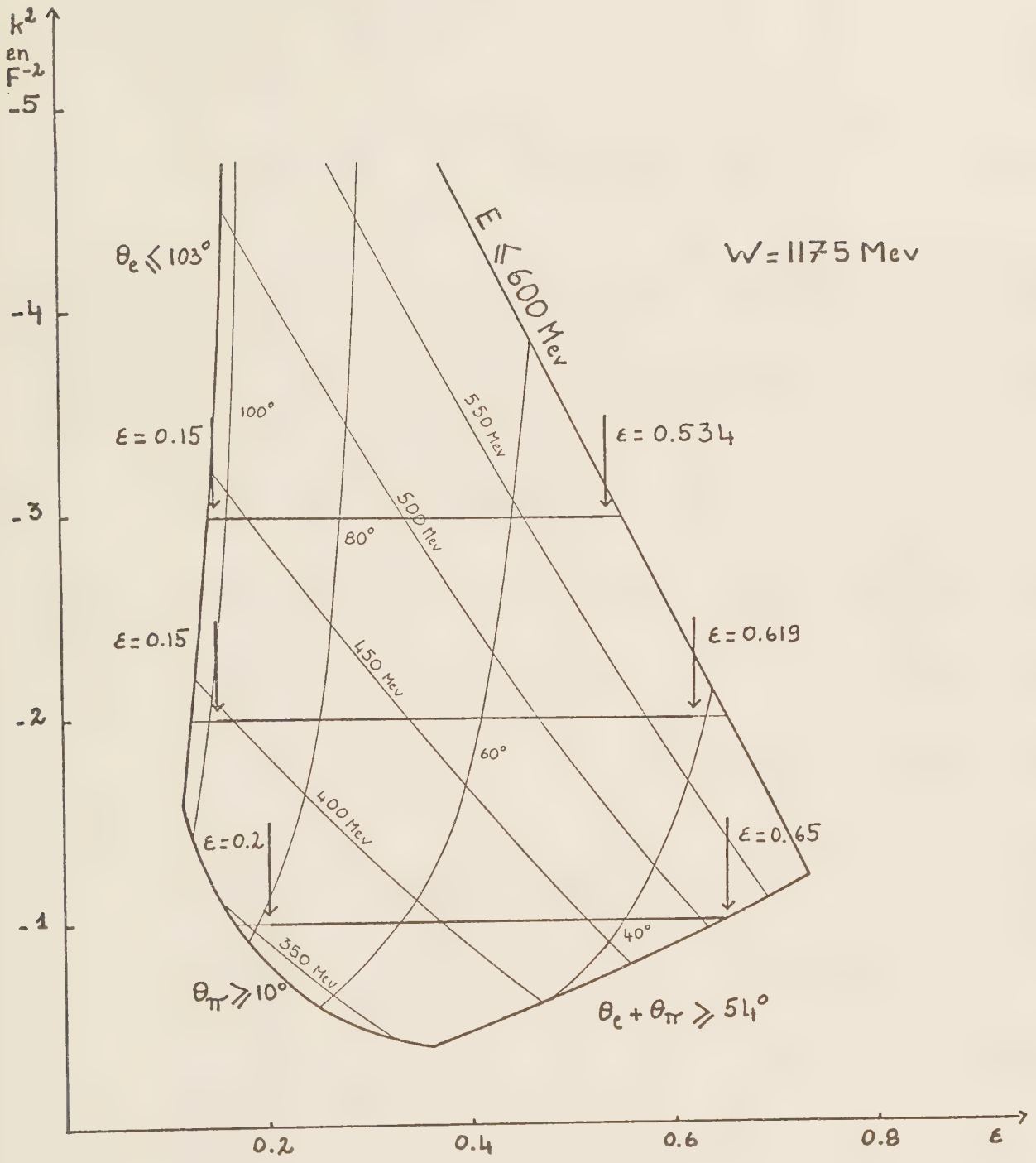


Fig. 7 Restrictions sur la variation de ε imposées par les contraintes expérimentales à savoir : $E \leq 600$ MeV ; $\theta_e \leq 103°$; $\theta_\pi \geq 10°$; $\theta_e + \theta_\pi \geq 54°$.

Tableau I

Points expérimentaux

$-k^2$ F^{-2}	ε	E MeV	E' MeV	θ_e degrés	θ_π degrés	P_π MeV/c	P_π Al MeV/c	$-q^2/m_\pi^2$ π interm.	$\Gamma \times 10^{-6}$ MeV^{-1} Str^{-1}	J
1	0,650	522	234,6	32,7	21,4	242,9	272	0,57	3,250	2,035
1	0,200	357,1	69,7	77,4	11,3	242,9	272	0,57	0,618	2,035
2	0,619	582,2	274,1	40,9	25,6	258,5	294	1,26	1,563	2,305
2	0,566	549	240,9	45,1	24,2	258,5	294	1,26	1,280	2,305
2	0,147	395	86,9	97,7	11,9	258,5	294	1,26	0,326	2,305
3	0,534	595	266,1	50,9	25,8	272,5	315	2,06	0,810	2,561
3	0,447	548	219,1	59,1	23,4	272,5	315	2,06	0,610	2,561
3	0,150	440,3	111,4	101	13,3	272,5	315	2,06	0,251	2,561

$$\sigma_1 = \frac{d\sigma_T}{d\omega_\pi} + \varepsilon_1 \frac{d\sigma_L}{d\omega_\pi} = \sigma_T + \varepsilon_1 \sigma_L ,$$

$$\sigma_2 = \sigma_T + \varepsilon_2 \sigma_L .$$

On a alors :

$$\sigma_L = \frac{\sigma_2 - \sigma_1}{\varepsilon_2 - \varepsilon_1} , \qquad \frac{d\sigma_L}{\sigma_L} = \frac{\sqrt{d\sigma_1^2 + d\sigma_2^2}}{\sigma_L(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)} . \tag{7}$$

Evaluons $d\sigma_1$: soit n_1 le taux horaire de coïncidences (proportionnel à σ_1), b_1 le taux horaire de coïncidences fortuites. On choisit l'intensité du faisceau incident de manière à avoir $b_1 = 2n_1$. Si l'on compte pendant un temps t_1, le nombre de coïncidences est $N_1 = n_1\ t_1$ et l'erreur statistique sur σ_1 est donnée par :

$$\left(\frac{d\sigma_1}{\sigma_1}\right)^2 = \frac{b_1\ t_1 + n_1\ t_1}{(n_1\ t_1)^2} = \frac{3}{n_1\ t_1}$$

si l'on néglige l'erreur statistique sur le niveau de coïncidences fortuites.

De même $$d\sigma_2^{\,2} = \frac{3\ \sigma_2^{\,2}}{n_2\ t_2}.$$

Pour un temps total de comptage $T = t_1 + t_2$, il existe un rapport optimal t_1/t_2, soit :

$$\tau = \frac{t_1}{t_2} = \sqrt{\frac{n_2}{n_1}} \times \frac{\sigma_1}{\sigma_2} .$$

L'erreur sur la partie longitudinale devient alors :

$$\frac{d\sigma_L}{\sigma_L} = \frac{\sqrt{3}}{\sigma_L(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)} \times \left(\frac{\sigma_1}{\sqrt{n_1}} + \frac{\sigma_2}{\sqrt{n_2}}\right) \times \frac{1}{\sqrt{T}} . \tag{8}$$

Si l'on néglige la contribution des termes de Born dans la section efficace longitudinale, on peut écrire :

$$\sigma_L = K\ F_\pi^{\,2} \quad \text{et donc} \quad \frac{dF_\pi(k^2)}{F_\pi(k^2)} = \frac{1}{2} \frac{d\sigma_L}{\sigma_L} . \tag{9}$$

A titre d'exemple, évaluons le temps de comptage nécessaire pour avoir une erreur de 15% sur σ_L pour le point à $k^2 = -3F^{-2}$. Les sections efficaces tranverses et longitudinale pour ce point sont respectivement de 4,7 μb/sr et 14,8 μb/sr (d'après les calculs de Cochard [11]).

On mesure les sections efficaces correspondant à :

$$\varepsilon_1 = 0,15 \quad \text{soit} \quad \sigma_1 = 6,9 \ \mu b/sr ,$$
$$\varepsilon_2 = 0,534 \quad \text{soit} \quad \sigma_2 = 12,6 \ \mu b/sr .$$

Si on fonctionne à une intensité crête du faisceau incident de 300 μA (qui donne dans les deux cas un rapport signal/bruit de 0,5), les taux horaires sont respectivement de :

$$n_1 = 5,7 \qquad n_2 = 40 .$$

Les temps de comptage optimaux sont de :

$$t_1 = 0,59 \ T , \qquad t_2 = 0,41 \ T ,$$

et, pour ces temps de comptage, la précision sur la section efficace longitudinale est, suivant la formule (8), de :

$$\frac{d\sigma_L}{\sigma_L} = \frac{1,49}{\sqrt{T}} .$$

Une précision de 15% sur la partie longitudinale, et donc de 7,5% sur $F_\pi(-3F^{-2})$, est donc obtenue en cent heures.

Chapitre III

APPAREILLAGE ET LOGIQUE

III.1. DESCRIPTION GENERALE.

III.1.1. Problème général.

La mesure de la section efficace différentielle de la réaction $e + p \longrightarrow e + n + \pi^+$ implique la détection en coïncidence d'un électron et d'un pion dans l'état final. Le dispositif expérimental est peu différent de ceux habituellement utilisés pour effectuer une mesure en coïncidence sur un faisceau d'électrons. Afin d'explorer un domaine cinématique donné, on doit mesurer les angles des deux particules et une impulsion (par exemple celle des électrons) d'où l'utilisation d'un spectromètre pouvant pivoter autour de la cible.

III.1.2. Problèmes particuliers.

Des difficultés spécifiques ont été rencontrées : elles sont liées pour l'essentiel

- à la nécessité d'effectuer une mesure absolue de la section efficace : ceci nous a amené à comparer directement la section efficace d'électroproduction à la section efficace élastique connue à 1%. On ne dépend plus alors de la connaissance du produit courant-masse de la cible;
- à la détection des pions à petits angles du faisceau d'électrons nous insisterons particulièrement sur ce point dans la description détaillée de l'appareillage;
- à la faiblesse des taux de coïncidences.

Ceci nous a conduit à rechercher les angles solides maximaux et à utiliser toute l'acceptance du spectromètre analysant l'impulsion des électrons.

D'autre part, pour que l'acquisition des données puisse avoir lieu dans un temps raisonnable, il faut que l'intensité crête soit de l'ordre de 300 μA (avec un cycle utile de 1 à 2%). Pour cette intensité, et compte tenu de la résolution en temps du système de coïncidences (95% des événements dans 5 ns), le taux de coïncidences fortuites durant ces 5 ns est très élevé comparé au taux de coïncidences réelles. Il est donc nécessaire d'utiliser une autre information pour éliminer une partie des coïncidences fortuites et ramener le rapport coïncidences fortuites à un niveau acceptable (de l'ordre de 0,5). La mesure d'une deuxième impulsion (celle des pions) permet d'utiliser la contrainte liant les deux impulsions et fournit ainsi cette information supplémentaire : on utilise donc un deuxième spectromètre pivotant autour de la cible, allant jusqu'à 10° du faisceau d'électrons et dont l'acceptance en impulsion recouvre celle de la voie électron afin de ne pas perdre d'événements. La relation liant les deux impulsions s'écrit $\frac{\Delta P_\pi}{P_\pi} = a \frac{\Delta E}{E} + b \frac{\Delta P_e}{P_e} + c\, \Delta\theta_e$ et montre que les événements de coïncidences sont situés autour d'une droite de pente b dans le plan (P_e, P_π) alors que les événements fortuits sont répartis uniformément. L'élimination des coïncidences fortuites sera d'autant plus efficace que l'on pourra mettre des coupures étroites autour de cette droite. Mais la relation précédente montre que d'autres paramètres que la résolution des deux voies interviennent dans la largeur de la distribution des événements autour de la droite ;

- l'ouverture angulaire de la voie électron : celle-ci est de 0,12 rd, ce qui correspond à l'angle solide maximal du spectromètre de la voie électron ;

- l'acceptance en impulsion du faisceau incident qui est de 5×10^{-3}. Cette valeur aurait pu être abaissée à 2×10^{-3} mais on perd alors en cycle utile.

Compte tenu des valeurs des coefficients a et c, il suffit de mesurer les deux impulsions avec une résolution de l'ordre du %. Les coupures appliquées sont de l'ordre de $\pm$ 4% autour de la droite et permettent de ramener le rapport coïncidences sur fortuites à 0,5.

La description détaillée de l'appareillage est faite dans le paragraphe suivant et nous insisterons sur les éléments critiques.

III.2. DESCRIPTION DETAILLEE.

III.2.1. Faisceau.

L'accélérateur linéaire de Saclay fournit des pulses d'électrons à une fréquence de 1000 Hz. La durée de ces pulses varie de 10 à 20 µs suivant l'énergie des électrons, soit un cycle utile de 1% pour les fortes valeurs de $\mathcal{E}$ et de 2% pour les faibles valeurs. L'acceptance en énergie, déterminée par des fentes réglables, varie de 2°/oo à 1%. La dimension du faisceau focalisé sur la cible est de 2 x 5 mm.

III.2.2. Cible.

La cible est un cylindre en aluminium d'épaisseur 100 µ et de diamètre 3 cm contenant de l'hydrogène liquide. La boîte à cible originellement circulaire (rayon 35 cm) a été modifiée pour permettre la détection des pions à 11°. En effet, il est nécessaire que la pipe de sortie du faisceau ait un diamètre suffisant (9 cm) pour que la gerbe d'électrons créée par le passage du faisceau dans la cible ne produise pas de gerbes secondaires au voisinage de l'entrée du système de détection des pions. Les fenêtres de la boîte à cible sont en mylar de 19/100 de mm d'épaisseur. Le schéma de la cible et de la boîte à cible est porté sur la figure 8.

III.2.3. Détection des pions.

a) Système de détection des pions.

L'ensemble du dispositif est représenté sur les figures 9 et 10. On utilise, pour analyser l'impulsion des pions, un spectromètre non focalisant de rayon 1 m et d'indice 0,5 dont l'entrée est à 156,8 cm de la cible. L'angle de déviation est de 63° dans un plan vertical. Les autres caractéristiques de ce spectromètre sont résumées dans le tableau III.

Un ensemble de détecteurs situés à la sortie de l'aimant permet de détecter et d'identifier les pions : il comprend successivement :

- un plastique scintillant R1 de dimensions 29 x 13 x 0,5 situé à 32,5 cm de la face de sortie du spectromètre ;
- un hodoscope H1 composé de 19 plastiques scintillants de dimensions 1,5 x 13 x 0,5 cm situé à 34,5 cm ;

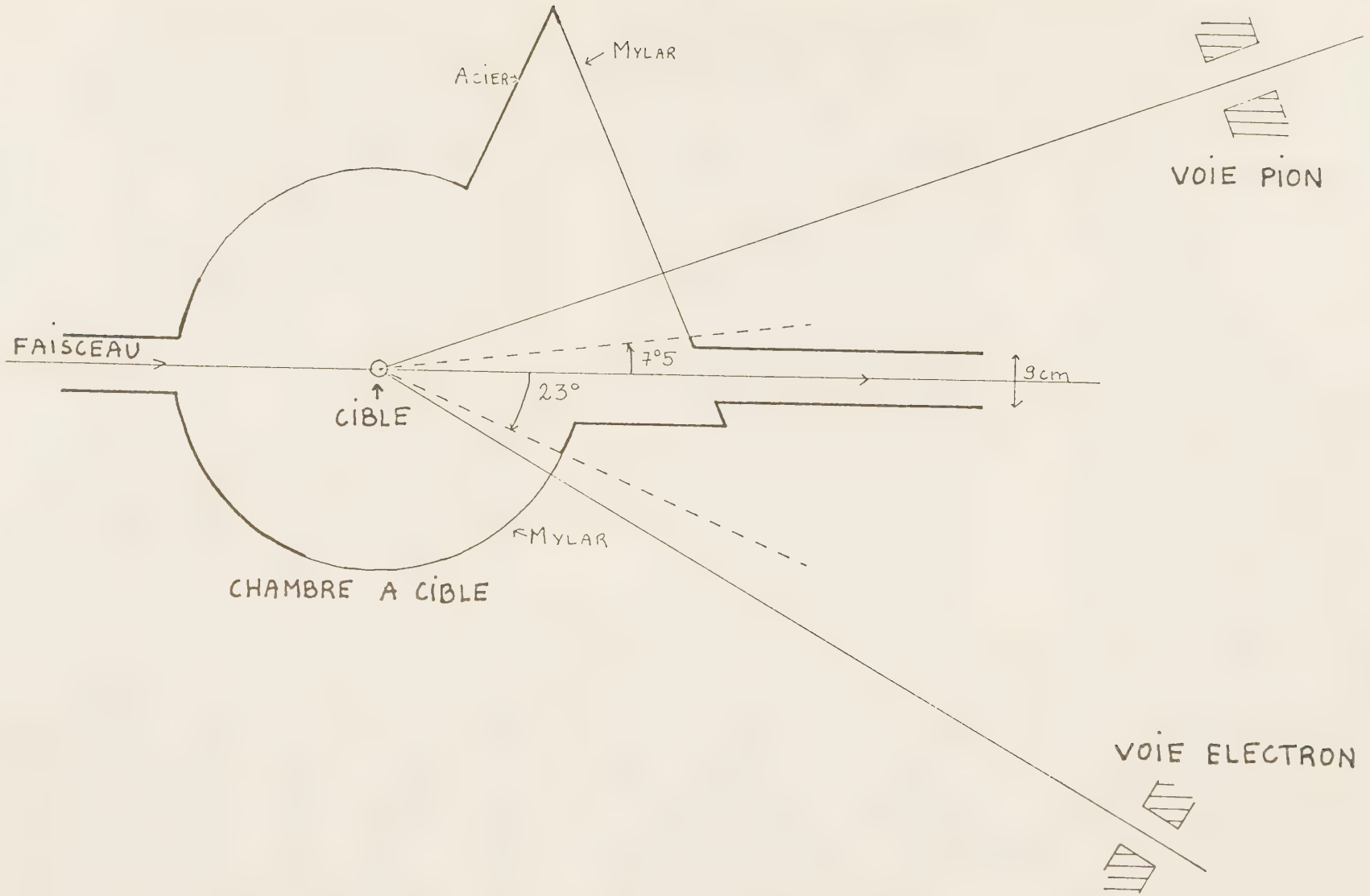


Fig. 8 Schéma de la chambre à cible : échelle 1/10

Cette figure montre la modification apportée à la chambre à cible originellement circulaire pour permettre la détection des pions à des angles de 10° tout en conservant une pipe de sortie de diamètre suffisant.

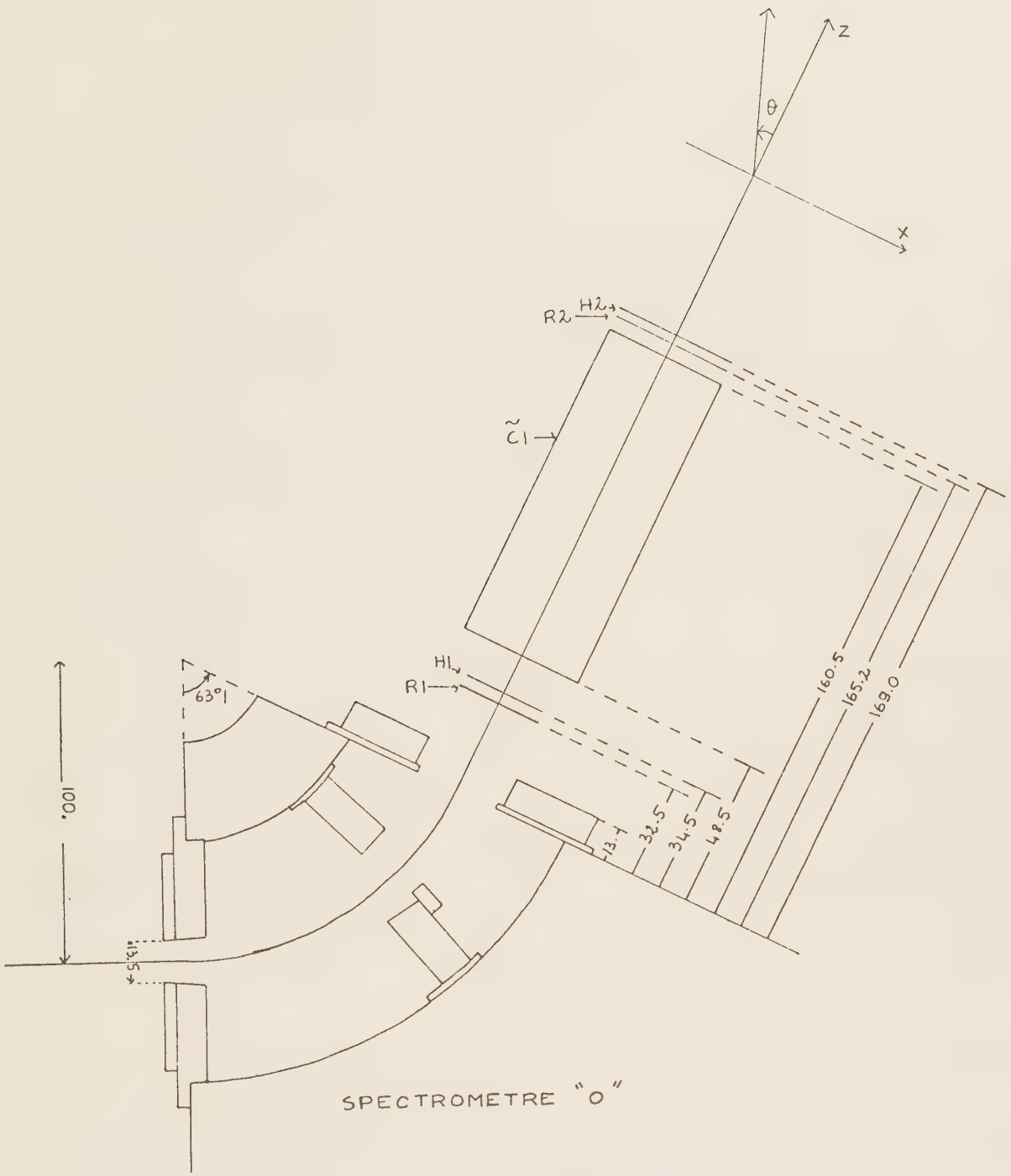
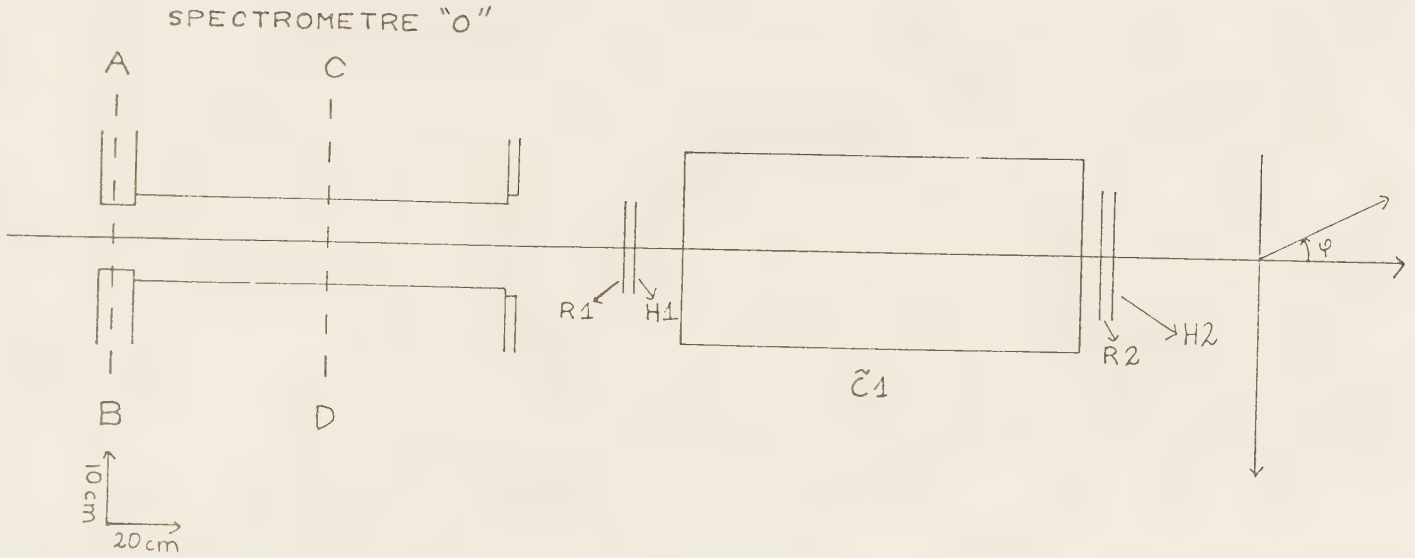
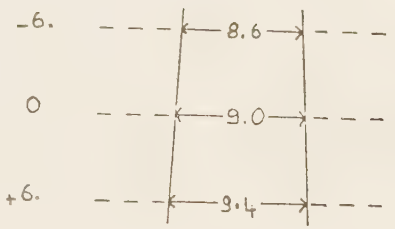


Fig. 9 Système de détection des pions : plan radial, échelle 1/20

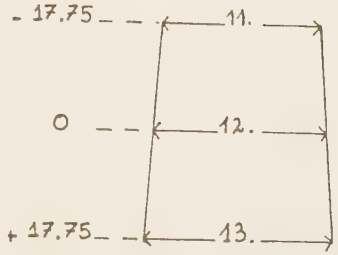


COUPE AB



COLLIMATEUR D' ENTREE

COUPE CD



ENTREFER

Fig. 10 ·Système de détection des pions : plan transverse

- un Čerenkov à gaz $\check{C}_1$ rempli d'isobutane à une pression relative de 0,1 bar. Ses dimensions sont de 42 x 17 x 112,5 cm et il est situé à 48,5 cm de la sortie de l'aimant ;

- un plastique scintillant R2 de dimensions 42 x 18 x 1 cm situé à 165,2 cm de la sortie de l'aimant ;

- un hodoscope H2 composé de 14 plastiques scintillants de dimensions 3 x 18 x 1 cm situé à 169 cm.

Les deux hodoscopes H1 et H2 permettent de mesurer l'angle des pions à la sortie de l'aimant et donc leur impulsion.

Le dispositif est complété par cinq collimateurs :

- un collimateur situé à 152,8 cm de la cible et de dimension verticale 13,5 cm ;

- un collimateur situé à 162,8 cm de la cible. Ses dimensions horizontales varient de 8,6 à 9,4 cm comme le montre la figure 10 ;

- deux collimateurs à l'intérieur du spectromètre destinés à réduire le bruit de fond dans les détecteurs ;

- un collimateur situé à 3 cm de la sortie de l'aimant et de dimensions 25 x 13 cm.

L'angle solide et l'acceptance sont définis par les collimateurs et par les détecteurs ainsi que par l'entrefer de l'aimant comme nous le verrons plus loin. Il est à noter que ce dispositif fut utilisé pour l'acquisition de la majorité des données. Un autre dispositif utilisé pour des expériences préliminaires ainsi que pour l'acquisition des données pour le point $k^2 = -1F^2$ $\varepsilon = 0,65$ et pour une partie de l'acquisition à $k^2 = -1F^{-2}$ $\varepsilon = 0,20$ différait du dispositif final par :

- la dimension du premier collimateur 9 cm au lieu de 13,5 cm,

- la position et la dimension des deux collimateurs internes à l'aimant,

- la dimension du collimateur situé à la sortie de l'aimant 19,5 x 13 cm au lieu de 25 x 13 cm,

- la dimension de R1 24 x 13 x 0,5 au lieu de 29 x 13 x 0,5,

- la dimension de H1 : 15 compteurs de 1,5 cm au lieu de 19,

- la dimension de R2 38 x 18 x 1 au lieu de 42 x 18 x 1 cm.

Les modifications apportées ont permis d'augmenter l'angle solide et l'acceptance.

b) Signature d'un pion et élimination des fortuites.

Les problèmes liés à la détection des pions à petit angle et à leur discrimination sont les suivants :

- taux simples

Le bruit de fond qui contribue aux taux simples dans les compteurs a deux origines :

. bruit de fond de salle isotrope et composé essentiellement de neutrons. On s'en protège en plaçant l'ensemble du dispositif à l'intérieur d'une casemate en fer de 20 cm d'épaisseur ;

. bruit de fond créé par le passage du faisceau dans la cible et donc très directionnel. Il peut pénétrer à l'intérieur de l'aimant lorsqu'on détecte les pions à petit angle.

Il en résulte des taux simples élevés et cela d'autant plus que l'angle est petit, comme le montre la figure 11 où l'on a porté les taux dans un compteur (R1) en fonction de l'angle. Ces taux élevés introduisent des pertes de comptage par temps mort et une probabilité non négligeable d'avoir deux compteurs touchés (ou plus) dans les hodoscopes (on perd alors l'information sur l'impulsion des pions) : ils limitent donc l'intensité de fonctionnement si l'on s'impose de ne pas dépasser un certain pourçentage pour l'un ou l'autre de ces effets. Par exemple 20 coups par pulse de 10 µs dans H1 et dans H2 donnentun taux de multiples de 10%.

- taux en coïncidence

La signature d'un pion se fait par la quadruple coïncidence (H1, R1, H2, R2), le Čerenkov $\check{C}_1$ étant en anticoïncidence. La quadruple coïncidence permet d'éliminer la majeure partie (90%) des événements fortuits entre les quatre compteurs.

Le Čerenkov $\check{C}_1$ dont l'efficacité est de 98% permet l'élimination des positrons. Les pions étant en dessous du seuil Čerenkov et l'isobutane étant très peu scintillant, le passage des pions ne provoque pas de signal : l'efficacité du Čerenkov aux pions est alors négligeable. On fait également une mesure de temps de vol entre R1 et R2, ce qui permet d'éliminer les protons : pour des impulsions de 250 MeV/c et une distance de 1,35 m, la différence de temps de vol est d'environ 13 ns entre les pions et les protons, ce qui est très supérieur à la résolution en temps (3 ns environ à mi-hauteur). On élimine également, à l'aide de cette mesure, la plupart des fortuites restantes comme le montre la figure 12.

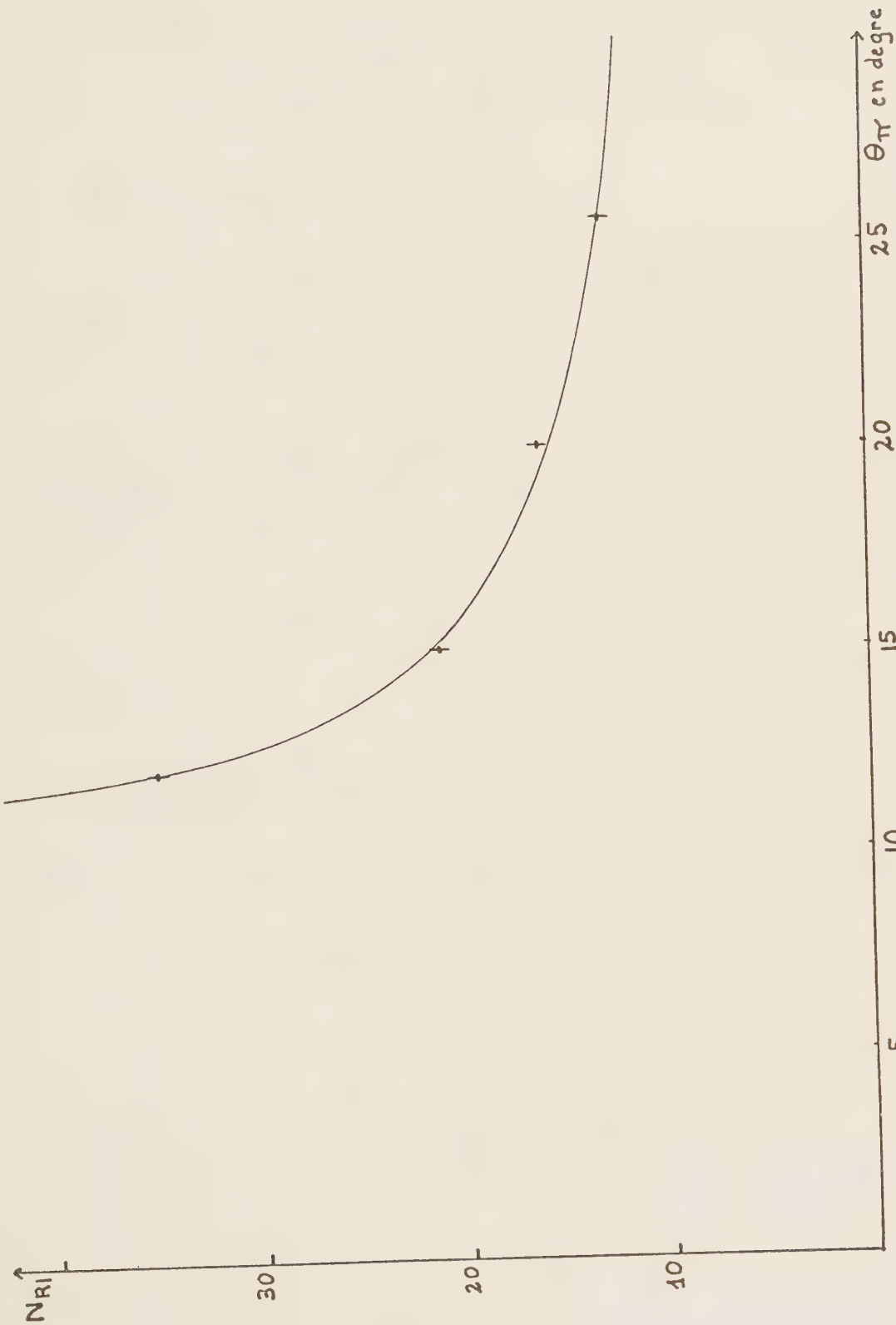


Fig. 11 Variation du taux de comptage dans R1 en fonction de l'angle θ_π
N_{R1} taux par pulse de 10 µs et pour une intensité de 500 µA

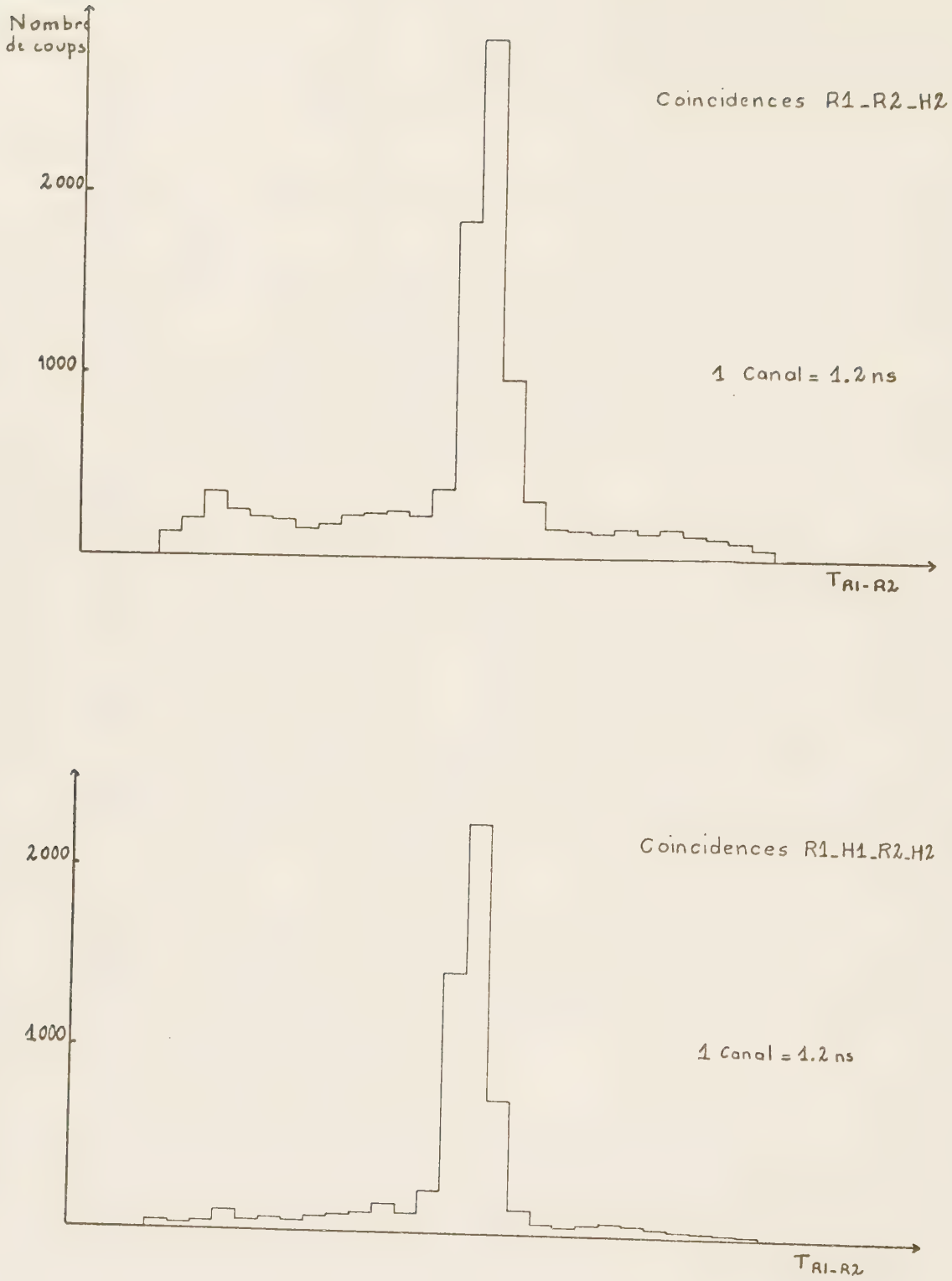


Fig. 12 Spectre de temps de vol entre R1 et R2 : voie pion. La quadruple coïncidence R1-H1-R2-H2 permet d'éliminer la quasi-totalité des coïncidences fortuites.

Le nombre de coïncidences correspond alors au nombre de pions produits par la réaction $e + p \rightarrow e + n + \pi^+$. Il ne peut donc être réduit. La limitation en intensité due aux taux simples (perte par temps mort et multiples dans les hodoscopes) est sensiblement la même que celle qui permet d'obtenir un rapport signal sur bruit de 0,5. L'ensemble des différents taux est précisé dans le tableau II.

c) Mesure de l'impulsion.

Le spectromètre n'étant pas focalisant, il est nécessaire de mesurer l'angle des pions à la sortie de l'aimant. Cet angle est relié à l'impulsion par

$$\theta = - 0{,}446\ x_o + 0{,}044\ \theta_o + 0{,}993\ \frac{\delta P}{P}$$

en utilisant la matrice de transfert de l'aimant au premier ordre x_o, θ_o, $\frac{\delta P}{P}$ sont les coordonnées et l'impulsion initiales du pion dans le plan radial. Ils sont définis sur la figure 9 et sont exprimés en cm pour les longueurs, en rd x 10^{-2} pour les angles et en % pour $\frac{\delta P}{P}$.

Si l'on suppose une cible ponctuelle, on a $x_o = 0$. L'angle θ_o maximal permis par le collimateur d'entrée est de 6,4 x 10^{-2} rd, on peut négliger le terme en θ_o dans l'expression si bien que l'on peut écrire :

$$\theta = 0{,}993\ \frac{\delta P}{P} \text{ avec } \theta \text{ en } 10^{-2} \text{ radian et } \frac{\delta P}{P} \text{ en } \% \ .$$

La mesure de l'angle θ se fait au moyen des deux hodoscopes H1 et H2. Soit i et j les numéros des compteurs touchés dans H1 et H2; on a :

$$\theta = \frac{1{,}5}{134{,}5} \times (2j-i)\text{rd} \quad \text{soit}$$

$$\frac{\delta P}{P} = (2j-i) \times 1{,}12\% \ . \qquad (11)$$

d) Acceptance en impulsion et angle solide.

L'impulsion maximale (minimale) que l'on peut détecter à l'aide des deux hodoscopes correspond à l'angle maximal (minimal) permis soit 26,2 x 10^{-2} rd. L'acceptance en impulsion serait alors de $\pm$ 26,4% . Cependant les collimateurs placés à l'intérieur de l'aimant et la dimension des détecteurs limitent cette acceptance.

En utilisant les matrices de transfert de l'aimant au premier ordre, la relation liant les coordonnées x et y (définies sur les figures 9 et 10) de la particule dans un plan situé à la distance z de la cible aux coordonnées initiales x_o, θ_o, y_o, φ_o, $\frac{\delta P}{P}$ s'écrit :

$$\begin{cases} x = a\, x_o + b\, \theta_o + c\, \frac{\delta P}{P} \\ y = d\, y_o + e\, \varphi_o \end{cases} \qquad (12)$$

a, b, c, d, e étant des coefficients qui ne dépendent que de z.
Un collimateur ou un détecteur situé à la distance z de la cible détermine alors dans le plan $(\theta_o, \frac{\delta P}{P})$ une zone permise telle que la valeur de x correspondant à ce couple soit comprise entre les coordonnées maximale et minimale du collimateur ou du détecteur (on suppose que la cible est ponctuelle soit $x_o = y_o = 0$). A une valeur donnée de $\frac{\delta P}{P}$ correspond alors un domaine $\Delta\theta_o$ d'angle d'émission du pion pour lequel la relation 12 est vérifiée quel que soit le collimateur ou le détecteur considéré.

Dans le plan transverse, la relation ne fait pas directement intervenir l'impulsion $\varphi_o = \frac{y}{e}$. Cependant le collimateur d'entrée et l'entrefer ont une ouverture qui dépend de la coordonnée x (voir figure 10) et donc de $\frac{\delta P}{P}$. On aura donc, pour une valeur donnée de l'impulsion $\frac{\delta P}{P}$, un domaine permis $\Delta\varphi_o$ d'angle d'émission du pion.

L'angle solide pour une impulsion donnée s'écrit alors :

$$\Delta\Omega\ (\tfrac{\delta P}{P}) = \Delta\theta_o\ (\tfrac{\delta P}{P}) \times \Delta\varphi_o\ (\tfrac{\delta P}{P}).$$

La figure 13 montre les limitations imposées par les détecteurs et les collimateurs au domaine $\Delta\theta_o$ permis. Ces limitations correspondent au dispositif utilisé pour les expériences préliminaires et pour le début de l'acquisition. Les modifications apportées ont permis d'augmenter l'angle solide. Le tableau IV ainsi que les figures 14 et 15 donnent la variation de l'angle solide en fonction de l'impulsion pour les deux dispositifs. Ce calcul n'est qu'approximatif dans la mesure où l'on a supposé que la cible était ponctuelle. La dimension de celle-ci (3 cm) n'est pas négligeable devant les dimensions du collimateur d'entrée : il en résulte une perte d'angle solide due au fait que, pour des pions acceptés par les deux collimateurs d'entrée, les relations 12 ne sont plus vérifiées à cause de l'adjonction des termes en x_o et y_o.

Tableau IV

Variation de l'angle solide en fonction de $\frac{\Delta P}{P}$

Appareillage initial

$\Delta P/P$ en %	-7,34	0,97	1,72	5,26	5,85
$\Delta\theta$ en crd	$11,41+0,99\frac{\Delta P}{P}$	$5,56+0,19\frac{\Delta P}{P}$	$5,56+0,19\frac{\Delta P}{P}$	5,89	$8,10-0,42\frac{\Delta P}{P}$	$11,41-0,99\frac{\Delta P}{P}$
$\Delta\varphi$ en crd	$5,54+0,02\frac{\Delta P}{P}$	$5,54+0,02\frac{\Delta P}{P}$	5,55	5,55	5,55	5,55
$\Delta\Omega$ en msr	$6,32+0,56\frac{\Delta P}{P}$	$3,08+0,11\frac{\Delta P}{P}$	$3,09+0,11\frac{\Delta P}{P}$	3,27	$4,49-0,23\frac{\Delta P}{P}$	$6,34-0,55\frac{\Delta P}{P}$

Appareillage définitif

$\Delta P/P$ en %	-4,92	0,97	1,69	5,45
$\Delta\theta$ en crd	$13,77+1,00\frac{\Delta P}{P}$	8,84	8,84	$9,07-0,14\frac{\Delta P}{P}$	$13,77-1,00\frac{\Delta P}{P}$
$\Delta\varphi$ en crd	$5,54+0,02\frac{\Delta P}{P}$	$5,54+0,02\frac{\Delta P}{P}$	5,55	5,55	5,55
$\Delta\Omega$ en msr	$7,62+0,58\frac{\Delta P}{P}$	$4,89+0,02\frac{\Delta P}{P}$	4,91	$5,04-0,08\frac{\Delta P}{P}$	$7,65-0,56\frac{\Delta P}{P}$

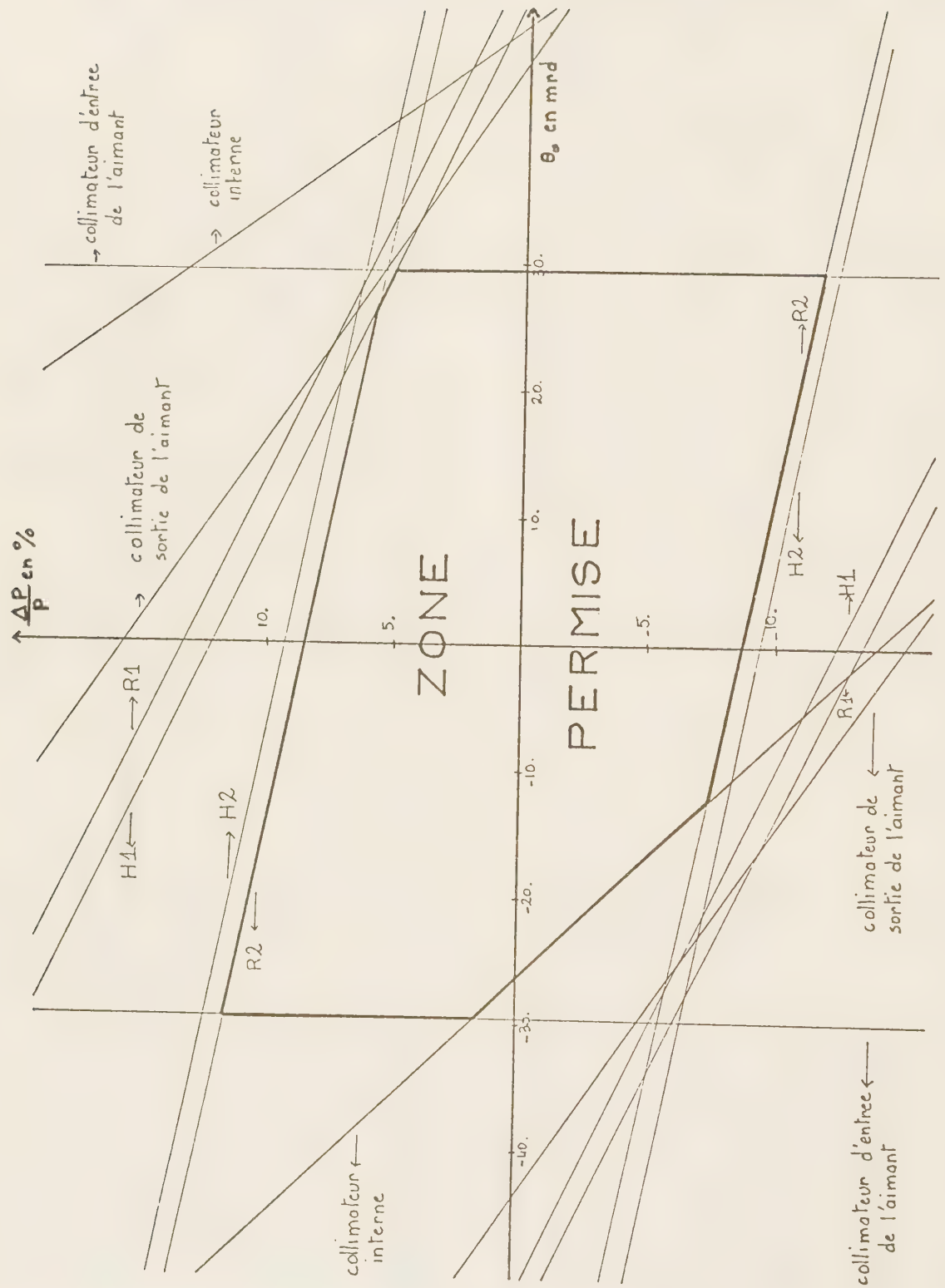


Fig. 13 Polygone d'acceptance : dispositif initial voie pion.

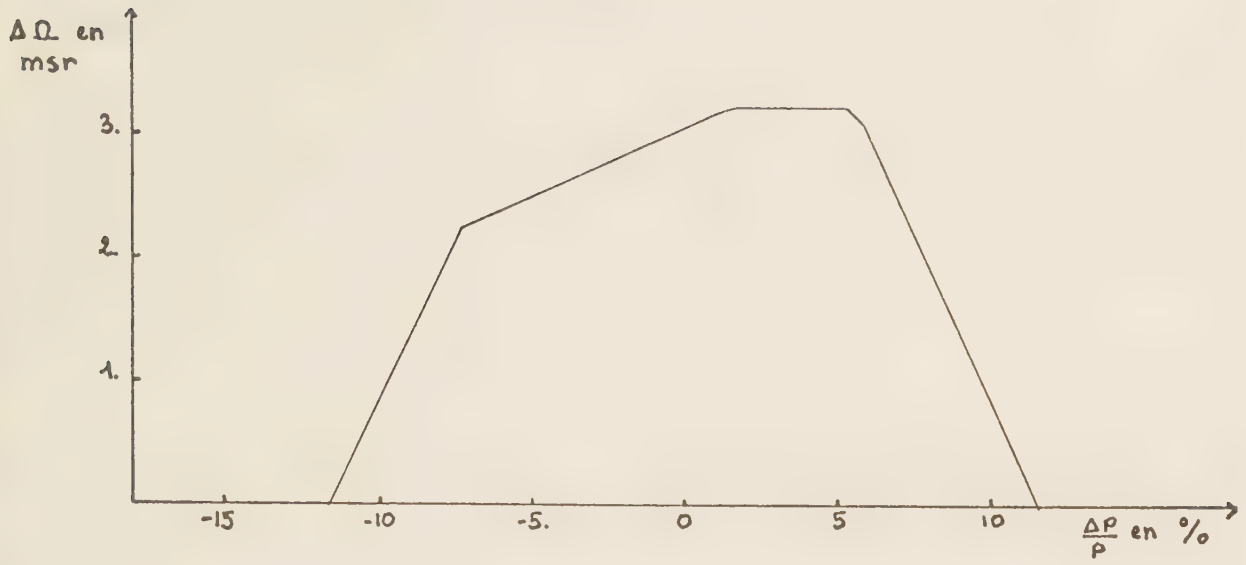


Fig. 14 Angle solide voie pion en fonction de l'impulsion : appareillage initial.

Fig. 15 Angle solide voie pion en fonction de l'impulsion : appareillage définitif.
Ces courbes sont calculées à partir des matrices de transfert au premier ordre.

Dans le même ordre d'idée, la diffusion multiple avant les deux collimateurs d'entrée tend à élargir la dimension apparente de la source et donc à diminuer l'angle solide.

En conclusion, l'angle solide va dépendre de l'angle de détection des pions, de leur impulsion et de l'épaisseur totale de matière X rencontrée par les pions diffusés. Il sera déterminé par un programme Monte Carlo faisant intervenir ces trois paramètres et que nous exposerons au paragraphe (V.1.2). Il sera alors comparé à différentes mesures de calibration.

III.2.4. Détection des électrons.

a) Système de détection des électrons.

On utilise, pour analyser l'impulsion des électrons, un spectromètre doublement focalisant de rayon 1 m, d'indices de champ $n = 0,5$ et $\beta = 0,25$, dont l'entrée est à 2 m de la cible. Il dévie les particules de 127° dans un plan vertical. Les autres caractéristiques sont résumées dans le tableau III.

Les électrons sont détectés et identifiés au moyen de trois détecteurs :

- un hodoscope H3 composé de 16 scintillateurs de dimensions 1,8 x 16 x 1 cm, qui mesure l'impulsion. Il est situé dans le plan focal du spectromètre : son centre est à 1 m de la sortie de l'aimant et il fait un angle de 30° avec la direction du faisceau. Les 16 scintillateurs sont espacés de 1,5 cm, ce qui donne un recouvrement de 0,3 cm entre chaque ;

- un scintillateur R3 situé à 124 cm de la sortie de l'aimant (136 cm dans le dispositif initial) de dimensions 32 x 16 x 1 cm ;

- un Čerenkov $\check{C}_3$ en lucite, de dimensions 32 x 28 x 23 cm, situé à 128 cm de la sortie de l'aimant (140 cm dans le dispositif initial).

Le dispositif comprend enfin un collimateur d'entrée situé à 159 cm de la cible et de dimensions 19 x 7 cm (15,2 x 5,6 dans le dispositif initial).

L'angle solide et l'acceptance du dispositif sont déterminés par le collimateur d'entrée, la dimension de l'entrefer et la dimension des détecteurs, comme nous le verrons plus loin.

b) Signature d'un électron.

Elle se fait par la triple coïncidence (H3, R3, $\check{C}_3$) : ceci permet d'éliminer la plupart des coïncidences fortuites car la détection se fait à des angles plus grands que dans la voie pion. Les taux dans les compteurs sont faibles d'où peu de pertes par temps mort et peu d'événements multiples dans l'hodoscope H3 (3% dans le cas le plus défavorable).

c) Mesure de l'impulsion.

Le spectromètre étant doublement focalisant, la position dans le plan focal détermine l'impulsion : un compteur de H3 mesurant 1,5 cm et la dispersion étant de 3,4 cm par %, on détermine ainsi l'impulsion à $\pm$ 0,22%.

Le plan focal est incliné : ceci entraîne le fait que la dispersion n'est pas constante dans le plan focal. Les conséquences de la variation de la dispersion seront examinées plus loin et une mesure sera décrite au paragraphe (V.3.2.a).

d) Acceptance en impulsion et angle solide.

L'hodoscope H3 mesure 24,3 cm, ce qui représente une acceptance de 7,13%. On doit connaître cette acceptance avec une bonne précision car elle intervient directement dans le calcul de la section efficace. Plusieurs facteurs sont susceptibles de modifier cette valeur :

- angle entre H3 et l'axe du faisceau différent de 30°. La longueur projetée de H3 est alors différente et, par là-même, l'acceptance. Une variation de 2° entraîne une variation de 6% sur l'acceptance soit 0,06 x 7,13 = 0,43% ;
- la dispersion n'étant pas constante dans le plan focal, un décentrement de H3 entraîne une correction. La variation de la dispersion intervient également dans le calcul de certaines corrections que nous serons amenés à faire.

L'angle solide dépend de la dimension de la cible, de l'épaisseur de matière traversée, de l'énergie et de l'angle des électrons car la dimension de la cible n'est pas négligeable devant les dimensions des collimateurs. D'autre part à l'intérieur même de l'acceptance il varie pour deux raisons :

- la dimension 7 cm et l'ouverture angulaire $4,4 \times 10^{-2}$ rd du collimateur ne sont pas suffisamment petits pour collimater totalement les électrons dans le plan transverse. Une partie des électrons vient frapper l'entrefer et ceci d'autant plus que la dimension apparente de la cible est grande. Comme l'entrefer est plus large pour les impulsions élevées que pour les basses impulsions, l'angle solide varie en fonction de l'impulsion ;

- d'autre part les compteurs R3 et $\check{C}_3$ sont placés dans un plan perpendiculaire à la direction du faisceau. La distance avec le plan focal (incliné à 60°) augmente alors lorsque l'impulsion décroît pour atteindre 50 cm pour les basses impulsions. La dispersion augmentant quand on s'éloigne du plan focal, il faut soit augmenter notablement la dimension des détecteurs R3 et $\check{C}_3$ pour récupérer tous les électrons passant dans l'hodoscope H3, soit limiter l'acceptance pour conserver les dimensions et ainsi ne pas perdre d'électrons, soit enfin évaluer la perte d'angle solide due à ces dimensions trop faibles pour l'acceptance délimitée par l'hodoscope. Comme la perte dans ce cas est d'environ 5%, c'est la solution que nous avons retenue de manière à conserver une acceptance aussi grande que possible. Cette perte n'intervient que pour les basses impulsions ce qui explique pourquoi l'angle solide n'est pas constant à l'intérieur de l'acceptance.

L'angle solide et l'acceptance sont calculés par un programme Monte Carlo (voir paragraphe V.1.2.) tenant compte de tous ces paramètres. Nous ajusterons alors l'angle entre H3 et l'axe du faisceau de manière à retrouver la valeur expérimentale de l'acceptance (paragraphe V.3.2.a).

III.2.5. Normalisation.

La normalisation de l'expérience se fait en détectant des électrons diffusés élastiquement sur les protons de la cible. Les électrons sont analysés au moyen d'un spectromètre focalisant dans le plan radial de rayon 1,35 m, d'indices nuls et dont la distance objet est de 1,50 m. L'angle de déviation est de 90° vers le haut (voir le tableau III' pour les autres caractéristiques). Les électrons sont ensuite détectés et identifiés au moyen de 3 détecteurs :

- un hodoscope H composé de 32 scintillateurs de dimensions 0,75 x 20 x 1 cm et situé dans le plan focal du spectromètre : son cen-

tre est à 1,215 m de la sortie du spectromètre et il est incliné de 60° par rapport à la direction du faisceau ;

- un scintillateur R situé à 1,375 m de la sortie et de dimensions 43 x 20 x 1 cm ;
- un Čerenkov Č en lucite de dimensions 46 x 22 x 30 cm situé à 1,615 m de la sortie du spectromètre.

L'angle solide est déterminé par un collimateur situé à 1,13 m de la cible et de dimensions 12 x 2,4 cm ce qui donne un angle solide de 2,25 msr.

La détection des électrons se fait par la triple coïncidence RCH. On verra au paragraphe IV.3.2. qu'il n'est pas nécessaire de connaître l'angle solide en valeur absolue. L'acceptance en impulsion n'intervient que dans le calcul de certaines corrections : on peut donc se limiter à celle donnée par la dispersion soit 0,28% par compteur.

Cette méthode de normalisation permet de s'affranchir de la connaissance du nombre d'électrons incidents et du nombre de protons contenus dans la cible comme on le verra au chapitre suivant.

III.3. CONCLUSION.

Le dispositif expérimental permet :

- la réjection dans la voie pion de la plupart des coïncidences fortuites et de tous les signaux ne provenant pas de pions et cela même pour la valeur minimale de l'angle. On peut noter l'efficacité du compteur Čerenkov $\check{C}_1$ pour rejeter les positrons en comparant dans le tableau II les taux Z (coïncidence R1-R2-H2) et N_π (coïncidence R1-R2-H2-C_1) ;
- l'élimination d'une partie des coïncidences fortuites entre la voie pion et la voie électron par la mesure des impulsions.

L'ensemble des taux dans les différents compteurs pour les intensités auxquelles nous avons fonctionné est porté dans le tableau II. Dans ce tableau :

I est l'intensité crête du faisceau incident
E est l'énergie des électrons incidents

Les taux dans les différents compteurs sont les taux par pulse de 10 µs pour l'intensité I du faisceau incident. Les deux premiers points du

tableau correspondent au dispositif initial où les angles solides et les acceptances étaient plus faibles. On note la diminution du taux d'électrons avec l'angle.

Tableau II

Taux simple et conditions de fonctionnement

$-k^2$ en F^{-2}	ε	E_{inc} en MeV	I en μA	θ_π	R1	R2	H2	Z	N_π	θ_e	N_e	Multiples en %
1	0,650	522	244	21°4	9,2	7,8	14,0	0,265	0,237	32°7	0,290	10,3
1	0,200	357,1	167	11°3	13,9	5,4	11,4	0,463	0,160	77°4	0,0197	10,7
1	0,200	357,1	256	11°3	14,6	8,0	9,1	1,020	0,256	77°4	0,0647	9,5
2	0,619	582,2	348	25°6	8,9	11,8	14,4	0,637	0,573	40°9	0,291	11,3
2	0,566	549	380	24°2	9,1	10,8	13,5	0,627	0,549	45°1	0,227	11,6
2	0,147	395	276	11°9	15,7	7,8	9,0	0,696	0,291	97°7	0,0205	10,6
3	0,534	595	274	25°8	6,3	3,9	4,3	0,572	0,555	50°9	0,138	8,0
3	0,447	548	361	23°4	8,5	7,8	10,2	0,656	0,569	59°1	0,098	10,1
3	0,150	440,3	301	13°3	13,3	9,2	10,0	0,680	0,404	101°	0,0222	8,0

I : Intensité crête

Les taux R1, R2, H2, Z, N_π, N_e sont calculés pour l'intensité I correspondante et pour une durée de 10 µs

Z : coïncidence (R1, R2, H2)

N_π : coïncidence (R1, R2, H2, $\check{C}1$)

N_e : coïncidence (R3, $\check{C}3$)

Tableau III

Caractéristiques magnétiques et optiques des spectromètres

	VOIE PION Spectromètre "0"	VOIE ELECTRON Spectromètre "400"	VOIE DE NORMALISATION Spectromètre "700"
Position	Verticale	Verticale	Verticale
Rayon moyen	1,00 m	1,00 m	1,35 m
Angle de déviation	63°06'	127°16'	90°
Entrefer moyen	12 cm	10 cm	10 cm
Largeur utile des pièces polaires	25 cm	30 cm	30 cm
Indice de champs	n = 0,5	n = 0,5 = 0,25	nuls
Impulsion maximum	450 MeV/c	450 MeV/c	708 MeV/c
Distance objet	1,57 m	2,00 m	1,50 m
Distance focale			
radiale	∞	1 m	1,215 m
transverse	∞	1 m	∞
Angle du plan focal	-	30°	60°
Dispersion	-	3,4 cm/%	2,6 cm/%
Grandissement	-	-0,7	-0,9
Résolution	-	1,1°/oo	0,8°/oo
Angle minimum	9°	16°	18°

Chapitre IV

ANALYSE DES RESULTATS

IV.1. DETERMINATION DU NOMBRE DE COÏNCIDENCES (π, e^-) ET SOUSTRACTION DES FORTUITES.

On réalise une coïncidence large (80 ns) entre le signal venant de la voie pion (H1, R1, H2, R2, $\check{C}_1$) et celui venant de la voie électron (H3, R3, $\check{C}_3$). La coïncidence large permet de déterminer avec précision le niveau de coïncidences fortuites sur un spectre en temps entre les deux voies (entre les compteurs R2 et R3).

Les événements sont alors classés en deux catégories qui seront analysées séparément :

- événements multiples pour lesquels deux compteurs ou plus d'un même hodoscope ont été touchés simultanément ;
- événements simples pour lesquels un seul compteur a été touché dans les trois hodoscopes.

Pour l'analyse des événements simples, on réduit le nombre de coïncidences fortuites par une coupure dans le plan des impulsions. La mesure de l'impulsion P_π des pions nous donne une contrainte. Cette impulsion et celle de l'électron P_e sont alors reliées par :

$$\frac{dP_\pi}{P_\pi} = a \frac{dE}{E} + b \frac{dP_e}{P_e} + c\, d\theta_e \qquad (13)$$

E est l'énergie incidente. Les coefficients a, b, c ne dépendent que de la cinématique. Les événements de coïncidences seront situés autour d'une droite de pente b dans le plan (P_e, P_π). La largeur de la bande dépend de la résolution des deux voies, de la résolution en énergie du faisceau incident, de l'acceptance angulaire de la voie électron.

Les coïncidences fortuites, non corrélées, sont réparties dans tout le plan selon une distribution qui dépend des angles solides et des acceptances des deux voies.

L'analyse se fait donc de la manière suivante :

A partir du spectre en temps, on établit deux cartes d'événements dans le plan (P_e, P_π) :

- la première est celle des événements fortuits, obtenue en ne retenant que les événements hors du pic en temps ;
- la seconde est celle des événements de coïncidences pris dans le pic en temps.

On soustrait la première carte correctement normalisée à la seconde pour faire apparaître la distribution des événements dans le plan (P_e, P_π). On détermine alors certains paramètres de cette distribution (centre, largeur, pente) qui interviennent dans le calcul des angles solides : en effet ces angles solides n'étant pas constants à l'intérieur des acceptances, ils dépendent de la distribution des événements.

La deuxième phase de l'analyse consiste à calculer le nombre d'événements en fonction des coupures dans le plan (P_e, P_π). Pour cela, on fait le spectre en temps des événements situés à l'intérieur des coupures. De ce spectre on tire le nombre de coïncidences et le niveau de coïncidences fortuites.

On dispose alors d'un nombre d'événements simples associé à une certaine coupure dans le plan des impulsions.

Pour les événements multiples, on ne peut pas réduire le nombre de coïncidences fortuites puisque l'impulsion n'est pas définie. A partir du spectre en temps de ces événements, on tire le nombre de coïncidences et le niveau de coïncidences fortuites. Ce nombre d'événements multiples est associé à une coupure infiniment large dans le plan des impulsions.

IV.2. RELATION ENTRE LA SECTION EFFICACE ET LE NOMBRE DE COINCIDENCES.

IV.2.1. Le nombre total de coïncidences $N_{ee'\pi}$ (somme des événements simples $N^S_{ee'\pi}$ et des événements multiples $N^M_{ee'\pi}$) détectés pendant le temps T à une intensité I (correspondant à un nombre N_e d'électrons incidents) est relié à la section efficace d'électroproduction par :

$$N_{ee'\pi} = N_e\, N_p\, \frac{d^5\sigma}{dE'\, d\Omega_e\, d\omega_\pi} \times J \times \Delta\Omega_\pi \times \Delta\Omega_e \times \Delta E' \times \varepsilon_e\, \varepsilon_\pi\, (1-\delta). \qquad (14)$$

N_p est le nombre de protons par cm^2 contenus dans la cible ;
J est le jacobien de la transformation centre de masse π^+n-laboratoire ;
$\Delta\Omega_\pi$, $\Delta\Omega_e$ sont les angles solides de détection des pions et des électrons ;
$\Delta E'$ est l'acceptance en impulsion de la voie électron ;
ε_e, ε_π sont les efficacités des deux voies ;
$(1-\delta)$ résume toutes les corrections : ce terme sera développé plus loin ;
$\frac{d^5\sigma}{dE'd\Omega_e d\omega_\pi}$ est la section efficace d'électroproduction ; elle dépend des cinq paramètres E, E', θ_e, φ, θ_π et peut s'écrire :

$$\frac{d^5\sigma}{dE'd\Omega_e d\omega_\pi} = \Gamma \times \frac{d\sigma_V}{d\omega_\pi} .$$

On mesure simultanément le nombre $N_{ee'}$ d'électrons diffusés élastiquement sur les protons à un angle θ_e et à une énergie E_o. Ce nombre est relié à la section efficace de diffusion élastique $\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega}$ par :

$$N_{ee'} = N_e\, N_p \times \frac{d\sigma_{el}}{d\Omega} \times \Delta\Omega_N \times \varepsilon_N \times (1-\delta_N) .$$

$\Delta\Omega_N$, ε_N sont l'angle solide et l'efficacité de détection ;
$(1-\delta_N)$ résume toutes les corrections.

La section efficace de protoproduction virtuelle est donnée par :

$$\frac{d\sigma_V}{d\omega_\pi} = \frac{N_{ee'\pi}}{N_{ee'}} \times \frac{d\sigma_{el}}{d\Omega}(E, \theta_o) \times \frac{1}{\Gamma J E'} \times \frac{\Delta\Omega_N \times \varepsilon_N \times (1-\delta_N)}{\frac{\Delta E'}{E'}\, \Delta\Omega_e\, \varepsilon_e\, \Delta\Omega_\pi\, \varepsilon_\pi\, (1-\delta)} \qquad (15)$$

La normalisation par la diffusion élastique évite ainsi de connaître le nombre d'électrons incidents et le nombre de protons contenus dans la cible.

IV.2.2. Corrections.

a) Corrections dans la voie de normalisation (diffusion élastique).

Le terme $(1-\delta_N)$ peut se décomposer en

$$(1-\delta_N) = \frac{(1+\delta_A)}{e^{\delta_R}\,(1+\delta_B)\,(1+\delta_I)} \qquad (16)$$

avec δ_R correction radiative : le calcul de cette correction nécessite la connaissance de E, E_o, θ_o, $\frac{\Delta E_o}{E_o}$ acceptance en impulsion. Schwinger [13] et Tsai [14] ont calculé cette correction. Le calcul de Tsai conduit à écrire :

$$\delta_R = \frac{\alpha}{\pi}\left[(2\ \mathrm{Log}\ \frac{E_o}{\Delta E_o} - \mathrm{Log}\ \frac{E}{E_o} - \frac{13}{6})(\mathrm{Log}\ \frac{q^2}{m^2} - 1) + \frac{17}{18}\right] + \varepsilon\ .$$

Le terme ε est parfaitement défini par la cinématique et la donnée de $\Delta E_o/E_o$.

δ_B correction due au rayonnement de freinage : on peut montrer que :

$$\delta_B = 1{,}05\ x\left[\frac{X_2}{X}\ \mathrm{Log}\ \frac{E_o}{\Delta E_o} - \frac{X_1}{X'}\ \mathrm{Log}\ \frac{E}{E_o}\right],$$

X_1 étant l'épaisseur traversée avant la diffusion,
X_2 étant l'épaisseur totale traversée,
X,X' les longueurs de radiation correspondantes.

δ_I correction due à l'ionisation des atomes par le passage de l'électron. Le calcul de cette correction nécessite la connaissance de ΔE_o et de l'épaisseur traversée.

δ_A contribution due à la diffusion quasiélastique sur les parois en aluminium de la cible. Le pic quasiélastique étant très large, on peut considérer que la section efficace est constante sur l'acceptance en impulsion. On peut mesurer cette correction en comptant les électrons situés au-delà du pic élastique sur l'hydrogène.

b) Corrections dans la voie pion et la voie électron (électroproduction).

Le terme $(1-\delta)$ peut lui aussi se décomposer en :

$$(1-\delta) = (1-\delta_T) \times (1-\delta_R) \times \frac{(1-\delta_{\pi\mu})\ (1-\delta_{ABS})\ (1-\delta_D)}{(1+\delta_B)\ (1+\delta_I)} \qquad (17)$$

avec δ_B, δ_I corrections dues au rayonnement de freinage et à l'ionisation;

δ_T correction due aux pertes par temps mort que l'on peut estimer en connaissant les taux dans les compteurs et la largeur des coïncidences ainsi que le cycle utile mesuré à partir de taux de coïncidences fortuites entre divers compteurs;

δ_R correction radiative : De Calan et Fuchs [15] , Bartl et Urban [16] ont montré qu'elle dépendait de $\Delta E'/E'$, $\Delta P_\pi/P_\pi$ et des paramètres cinématiques. Le Gouet [17] a repris et développé ces calculs et les a adaptés à nos conditions de détection. Cette correction dépend des coupures choisies dans le plan (P_e, P_π), aussi son calcul est-il incorporé dans un programme Monte Carlo qui calcule les angles solides et les corrections dépendant des coupures;

$\delta_{\pi\mu}$ correction due à la désintégration des pions en vol et aux muons de désintégration récupérés. Le taux de désintégration dépend de la distance parcourue (environ 4,35 m) et de l'impulsion des pions. Il est de 25 à 30% suivant l'impulsion. Les muons de désintégration ne sont pas distinguables des pions par l'analyse en temps de vol. Leur impulsion n'étant pas corrélée à celle des électrons, le nombre de muons récupérés va dépendre des coupures faites dans le plan (P_e,P_π). Le calcul de cette correction sera fait dans le programme Monte Carlo calculant les angles solides;

δ_{ABS} et δ_D sont les corrections dues à l'absorption et à la diffusion des pions par les matériaux traversés. Le calcul de ces corrections demande la connaissance des sections efficaces d'absorption et de diffusion et des épaisseurs traversées.

c) Conclusion

Dans le calcul de la section efficace (formule (15)) à partir des nombres d'événements $N_{ee'\pi}$ et $N_{ee'}$, on connaît $\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega}(E,\theta_o)$, Γ, J et E' et on peut calculer certaines corrections : corrections dans la voie de normalisation δ_N, corrections dues au rayonnement de freinage et à l'ionisation, correction par temps mort, correction d'absorption et de diffusion. Il ne reste à déterminer que les angles solides, les efficacités ainsi que les pertes dues à la désintégration des pions en vol et aux effets radiatifs. Ceci est expliqué dans le paragraphe suivant.

IV.3. DETERMINATION DES ANGLES SOLIDES ET DES EFFICACITES.

On rappelle que, d'une manière générale, les angles solides dépendent de l'impulsion, de l'angle de détection et de l'épaisseur de matière traversée. De plus, comme les angles solides varient à l'intérieur des acceptances, ils dépendent également de la distribution en impulsion des événements.

La détermination des angles solides se fait donc de la manière suivante :

IV.3.1. Mesure de l'acceptance en impulsion de la voie électron.

La méthode utilisée décrite au paragraphe (V.3.2.a) permet également de mesurer la dispersion et la variation d'angle solide en fonction de l'impulsion.

IV.3.2. Mesure du rapport des angles solides de la voie électron et de la voie de normalisation.

On détecte, dans les deux voies placées au même angle θ_o, des électrons diffusés élastiquement et d'énergie E_o. On mesure ainsi le rapport :

$$R = \varepsilon_N \Delta\Omega_N (E_o, \theta_o, X_N) \Big/ \varepsilon_e \times \Delta\Omega_e (E_o, \theta_o, X_e),$$

X_n et X_e étant les épaisseurs de matières traversées.

Pour tenir compte de la variation de l'angle solide de la voie électrons $\Delta\Omega_e$ entre la détection d'un spectre élastique (cas de la mesure de R) et la détection dans le cas de l'électroproduction (spectre continu, angle et énergie différents), on utilise un programme Monte Carlo de simulation de l'expérience : on calcule ainsi l'angle solide de la voie électron pour un spectre élastique soit $S = \Delta\Omega_e\ (E_o, \theta_o, X_e)$ et pour un spectre correspondant aux électrons venant de l'électroproduction soit $S' = \Delta\Omega_e\ (E', \theta_e, X_e)$. Le rapport des deux angles solides donne alors la variation entre les deux conditions de détection.

IV.3.3. Calcul de l'angle solide de la voie pion.

Ce calcul est fait par un programme Monte Carlo qui, à partir d'une distribution initiale de pions (angles d'émission et impulsion), simule la réponse du dispositif expérimental de détection en tenant compte de la désintégration des pions et des muons récupérés.

Il importe de bien reproduire la distribution initiale en impulsion des pions car l'angle solide varie beaucoup en fonction de cette distribution. Pour cela, on utilise le spectre en impulsion des électrons détectés dans la voie électron (obtenue lors du calcul de l'angle solide $S' = \Delta\Omega_e\ (\theta_e, E', X_e)$) : ce spectre permet, en appliquant la conservation du quadrivecteur énergie impulsion, de calculer le spectre initial en impulsion des pions. On ajoute, à ce stade, un terme pour tenir compte des effets radiatifs en utilisant les formules données par De Calan et Fuchs [15]. Le programme calcule alors la distribution finale des pions et dresse la carte des événements dans le plan (P_e, P_π). On peut ainsi associer à chaque coupure un produit :

$$P = \Omega_\pi\ (\theta_\pi, P_\pi, X_\pi) \times (1-\delta_{\pi\mu}) \times (1-\delta_R).$$

On calcule ainsi le produit P_M correspondant à des coupures très larges (cas des événements multiples) et le produit P_S correspondant aux coupures choisies pour l'analyse des événements simples. La formule (15) peut alors se récrire en fonction des quantités R, S, S', P_S, P_M

$$\frac{d\sigma_V}{d\omega_\pi} = \frac{d\sigma_{el}}{d\Omega}(E_o,\theta_o) \times \frac{(1-\delta_N)}{N_{ee'}} \times \frac{1}{\Gamma JE'} \times \frac{1}{\frac{\Delta E'}{E'}} \times R \times \frac{S}{S'} \times \frac{1}{\varepsilon_\pi} \times \left[\frac{N^S_{ee'\pi}}{P_S{}^S(1-\delta')^S} + \frac{N^M_{ee'\pi}}{P_M{}^M(1-\delta')^M}\right] \qquad (18)$$

où δ' est l'ensemble des corrections relatives à l'électroproduction excepté la désintégration des pions en vol et la correction radiative. Les indices M et S rappellent que δ' dépend également des coupures.

IV.4. CONCLUSION.

La méthode de normalisation et les mesures de calibration (mesure de l'acceptance en impulsion, mesure du rapport des angles solides $\Delta\Omega_N$, $\Delta\Omega_e$) permettent :

- de s'affranchir de la connaissance du nombre d'électrons incidents et du nombre de protons cibles ;

- de tenir compte de la variation d'angle solide de la voie électron entre la détection d'un spectre élastique (cas de la mesure du rapport R) et la détection dans les conditions de l'expérience (énergie, angle et distribution en impulsion différents). Ce terme correctif $\frac{\Delta\Omega_e\ (E_o,\ \theta_o)}{\Delta\Omega_e\ (E',\ \theta_e)}$ est calculé par le programme de Monte Carlo ;

- d'associer à des coupures données un angle solide pour la voie pion qui tient compte également de la distribution en impulsion des pions ;

- de ne dépendre que d'un angle solide en valeur absolue ($\Delta\Omega_\pi$). Il importe alors de tester le programme Monte Carlo qui calcule cet angle solide en le comparant aux résultats obtenus dans différentes mesures de calibration. Un autre test sera de reproduire les distributions d'impulsion des événements de coïncidences. Enfin le programme devra rendre compte de la variation du nombre d'événements en fonction des coupures.

Le chapitre suivant (V) est consacré à la comparaison des résultats du programme Monte Carlo et des mesures de calibration.

Nous donnerons, au chapitre VI, les résultats obtenus pour les quantités R, S, S' et P pour toutes les conditions cinématiques et nous appliquerons la méthode d'analyse exposée dans ce chapitre pour calculer la section efficace pour les deux premiers points ($k^2 = -\ 1F^{-2}$, $\varepsilon = 0{,}65$ et $\varepsilon = 0{,}20$).

Chapitre V

MESURES DE CALIBRATIONS : RESULTATS ET COMPARAISON AVEC LE PROGRAMME MONTE-CARLO

V.1. PROGRAMME MONTE CARLO.

V.1.1. But du programme Monte-Carlo.

Le but de ce programme Monte-Carlo est de simuler la réponse des systèmes de détection de la voie pion et de la voie électron de manière à :

- calculer la variation de l'angle solide de la voie électron entre la détection d'un spectre d'impulsion élastique et la détection d'un spectre d'impulsion correspondant à l'électroproduction ;

- calculer l'angle solide de la voie pion en fonction des coupures choisies dans le plan (P_e, P_π). Ceci demande de reproduire la carte des événements dans ce plan,comme nous l'avons montré au paragraphe IV.3.

V.1.2. Organigramme du programme.

Le programme dont l'organigramme est présenté sur la figure 16 se décompose en trois parties.

a) Voie électron.

A partir d'une distribution initiale d'électrons caractérisés par le point d'interaction dans la cible, les angles d'émission et l'impulsion, on simule la réponse du système de détection pour arriver à la distribution finale des électrons détectés. Un exposé plus détaillé de cette partie simulant la réponse du système de détection de la voie électron est donné dans l'annexe I.

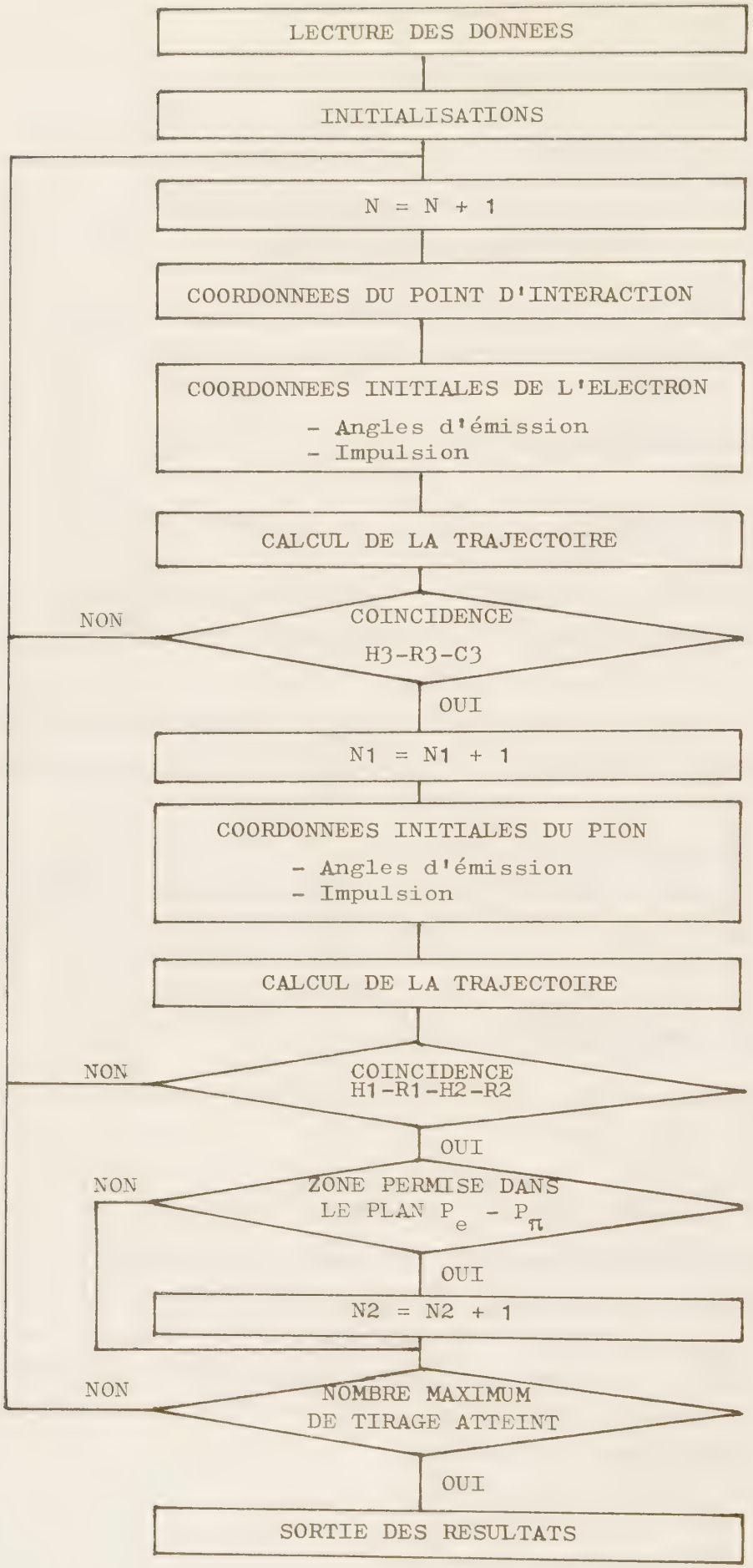


Fig. 16 - Organigramme du programme Monte-Carlo

Soit N le nombre de tirages c'est-à-dire le nombre d'électrons émis dans un angle solide $\Delta\Omega_e^o$ autour de (θ_e, φ_e) et dans une bande d'énergie $(\frac{\Delta E'}{E'})^o$ autour de E'. Si N_1 est le nombre d'électrons détectés, c'est-à-dire satisfaisant à la condition (H3-R3-$\check{C}$3), on a alors :

$$\Delta\Omega_e\ (E', \theta_e, X_e) \times \frac{\Delta E'}{E'} = \frac{N_1}{N} \times \Delta\Omega_e^o \times \left(\frac{\Delta E'}{E'}\right)^o .$$

Le programme permet donc de déterminer le produit $\Delta\Omega_e \times \frac{\Delta E'}{E'}$. L'acceptance est donnée par $\frac{\Delta E'}{E'} = \frac{L \times \sin\alpha}{D}$ avec L longueur de l'hodoscope, D dispersion, α angle entre l'hodoscope et l'axe du faisceau. L'angle solide calculé $\Delta\Omega_e$ représente ici la valeur moyenne de l'angle solide sur toute l'acceptance : on a vu, au paragraphe (III.2.4.d), que l'angle solide varie à l'intérieur même de l'acceptance car l'hodoscope est trop grand par rapport aux compteurs R3 et $\check{C}$3. Les deux quantités $\frac{\Delta E'}{E'}$ et $\Delta\Omega_e$ dépendent donc toutes deux de la dimension projetée de l'hodoscope L x sin α. Or, il est difficile, pour des raisons pratiques, de mesurer cet angle avec une bonne précision. Une mesure expérimentale de l'acceptance permet de ne pas dépendre de la valeur mesurée de cet angle et permet également, en prenant l'angle α correspondant à cette acceptance, de calculer l'angle solide moyen $\Delta\Omega_e$ pour une valeur correcte de l'acceptance. De cette manière, on n'introduit pas d'autre erreur que l'erreur sur la mesure de l'acceptance.

On peut donc calculer, à partir du produit $\Delta\Omega_e(E', \theta_e, X_e) \times \frac{\Delta E'}{E'}$, la quantité $S' = \Delta\Omega_e(E', \theta_e, X_e)$, c'est-à-dire la valeur moyenne de l'angle solide sur une acceptance $\frac{\Delta E'}{E'} = \left(\frac{\Delta E'}{E'}\right)^{\text{mesuré}}$.

Cette partie du programme sera comparée à diverses mesures de calibration au paragraphe V.3.

Notons également que l'on peut calculer de la même manière l'angle solide $S = \Delta\Omega_e(E_o, \theta_o, X_e)$ en prenant une distribution en impulsion initiale correspondant à celle de la diffusion élastique d'électrons d'énergie incidente E_o diffusés à l'angle θ_o.

b) Distribution initiale des pions.

A ces N_1 électrons détectés dans la voie électron, on fait correspondre N_1 pions dont les coordonnées initiales sont :

- les angles d'émission distribués uniformément dans un angle solide $\Delta\Omega_\pi^o$ autour de $(\theta_\pi, \varphi_\pi)$;

- l'impulsion : celle-ci, pour des événements en coïncidence, est déterminée par la conservation de l'énergie que traduit la formule :

$$\frac{dP_\pi}{P_\pi} = a \frac{dE}{E} + b \frac{dE'}{E'} + c\, d\theta_e \qquad (13)$$

où E est l'énergie incidente.

Pour tenir compte des effets radiatifs, on ajoute un terme $\left(\frac{dP_\pi}{P_\pi}\right)_{rad}$ dont la distribution est calculée à partir des formules de De Calan et Fuchs [15].

On ajoute également un terme constant qui permet de retrouver le centre de la distribution expérimentale et qui ainsi rend compte du décalage entre l'impulsion P_π et l'impulsion correspondant au champ B dans le spectromètre. Nous ne disposions pas en effet de courbe d'étalonnage B = f(I), où I est l'intensité dans les bobines, suffisamment précise, ce qui explique ces décalages.

c) Voie Pion.

On simule la réponse du système de détection en tenant compte de la désintégration des pions en vol. Un exposé plus détaillé de cette partie est donné dans l'annexe II et la comparaison avec certaines mesures de calibration est faite au paragraphe V.2.

Chaque événement détecté dans la voie pion est alors caractérisé par plusieurs paramètres, à savoir :

- impulsion de l'électron P_e ;
- nature de la particule correspondante dans la voie pion, c'est-à-dire pion ou muon ;
- impulsion de cette particule P_π.

On dresse alors la carte de ces événements dans le plan $(P_e - P_\pi)$ et on applique les mêmes coupures que pour la carte expérimentale (voir paragraphe IV.1). Le nombre N_2 d'événements compris à l'intérieur de ces coupures est alors :

$$N_2 = N_1 \times \frac{\Delta\Omega_\pi(P_\pi, \theta_\pi, X_\pi) \times (1-\delta_{\pi\mu}) \times (1-\delta_R)}{\Delta\Omega_\pi^o} ,$$

ce qui permet de calculer $P = \Delta\Omega_\pi(P_\pi, \theta_\pi, X_\pi) \times (1-\delta_{\pi\mu}) \times (1-\delta_R)$ en fonction des coupures.

Les deux paragraphes suivants de ce chapitre sont consacrés à la comparaison entre des mesures expérimentales de calibration et les résultats du programme Monte Carlo ; ceci,afin de tester les parties concernant la simulation de la réponse des 2 systèmes de détection (voie pion et voie électron).

Pour tester l'ensemble du programme, il faut comparer la distribution expérimentale des événements dans le plan (P_e, P_π) et celle obtenue par le programme. Ceci sera fait pour les deux points que nous avons analysés complètement (à savoir $k^2 = -1F^2$ $\varepsilon = 0,65$ et $k^2 = -1F^2$ $\varepsilon = 0,20$) au paragraphe VI.7. Deux comparaisons seront faites alors :

- comparaison entre les deux distributions projetées parallèlement à la droite $\frac{\Delta P_\pi}{P_\pi} = b \frac{\Delta E'}{E'}$;
- variation en fonction des coupures du nombre expérimental d'événements et de l'angle solide calculé.

V.2. COMPARAISON RESULTATS EXPERIMENTAUX ET PROGRAMME MONTE-CARLO POUR LA VOIE PION.

V.2.1. Variation de l'angle solide en fonction de l'impulsion.

a) Mesure expérimentale.

Pour connaître cette variation, on détecte un spectre à peu près uniforme de pions diffusés à un angle θ_π et d'impulsion centrale P_π. La distribution des pions dans les canaux déterminés par l'analyse en impulsion est la convolution du spectre initial d'impulsion et de la réponse du dispositif. Plus précisément,le nombre de pions détectés dans un canal β est proportionnel à la section efficace et au produit angle solide par acceptance du canal considéré. Pour déterminer ce produit, il suffit donc de connaître la variation de la section efficace en fonction de l'impulsion. Pour cela,on fait varier le champ dans l'aimant par pas constant : la variation du nombre de pions détectés dans un canal donné en fonction du champ donne la variation de la section efficace en fonction de l'impulsion. Il suffit alors de diviser le nombre de pions détectés dans un canal par la section efficace correspondante

pour connaître le produit angle solide-acceptance. Un exposé plus complet de cette méthode, faisant intervenir les corrections dues aux muons de désintégration, est fait dans l'annexe III. On obtient par cette méthode le produit $F(\beta) = \Delta\Omega(\beta) \times \frac{\Delta P}{P}(\beta) \times (1-\delta_{\pi\mu}(\beta))$ où $\delta_{\pi\mu}$ est la correction due à la désintégration des pions et au nombre de muons récupérés.

Cette méthode a été appliquée pour les deux dispositifs de détection.
Pour le dispositif initial, l'énergie incidente était de 357,1 MeV, l'angle de 20° et l'impulsion centrale de 242,9 MeV. La figure 17 donne la variation de la section efficace. La figure 18 donne la variation du produit angle solide-acceptance.
Pour le dispositif final, l'énergie incidente était de 395 MeV, l'angle de 12° et l'impulsion centrale de 258,5 MeV. La figure 19 donne la variation de la section efficace alors que la variation du produit $F(\beta)$ est donnée par la figure 20.

b) Résultat du programme Monte-Carlo.

Pour comparer le programme au résultat expérimental ci-dessus, on tire l'impulsion des pions selon une distribution uniforme autour de l'impulsion centrale P_π. Soit N le nombre de tirages, $\Delta\Omega_o$ l'angle solide dans lequel les pions sont tirés, $\left(\frac{\Delta P}{P}\right)^o$ la largeur de la distribution en impulsion et $N(\beta)$ le nombre de pions et de muons récupérés dans le canal β; on a alors :

$$N(\beta) = N \times \frac{\Delta\Omega(\beta) \times \frac{\Delta P}{P}(\beta) \times (1-\delta_{\pi\mu}(\beta))}{\Delta\Omega_o \times \left(\frac{\Delta P}{P}\right)_o}$$

ce qui donne

$$F(\beta) = \Delta\Omega(\beta) \times \frac{\Delta P}{P}(\beta) \times (1-\delta_{\pi\mu}(\beta)) = \frac{N(\beta)}{N} \times \Delta\Omega_o \times \left(\frac{\Delta P}{P}\right)_o .$$

Les résultats obtenus pour les deux dispositifs sont portés sur les figures 18 et 20 qui donnent également les résultats expérimentaux obtenus. Ces résultats sont normalisés aux valeurs données par le programme car la mesure expérimentale ne permet pas de donner de valeur absolue. On peut constater que l'accord entre les deux courbes est très bon.

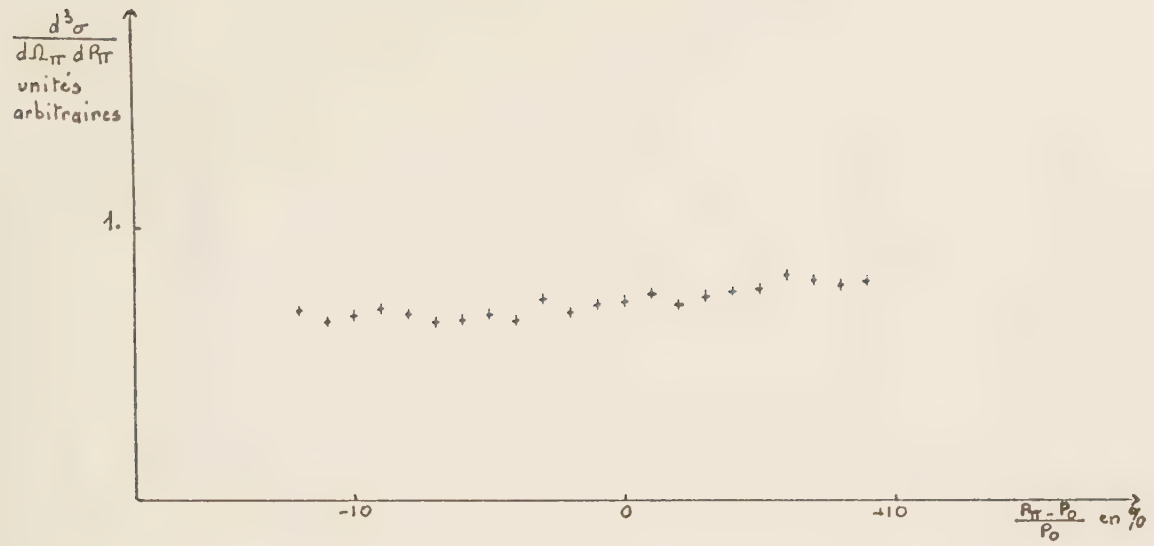


Fig. 17 Spectre d'impulsion des pions pour E = 357,1 MeV, $\theta_\pi = 20°$, $P_o = 258{,}5$ MeV.

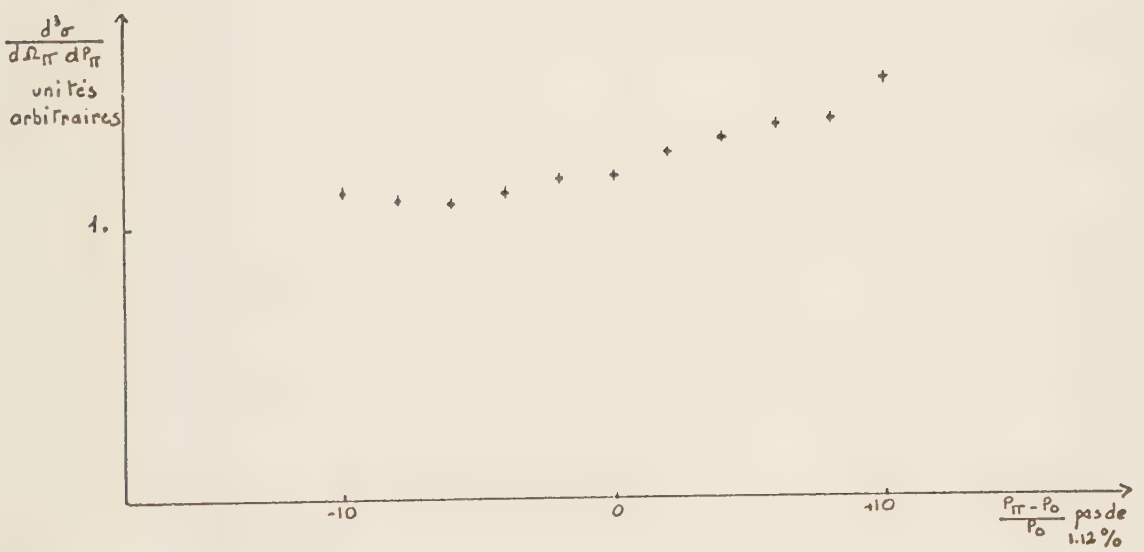


Fig. 19 Spectre d'impulsion des pions pour E = 395 MeV, $\theta_\pi = 12°$, $P_o = 258{,}5$ MeV.

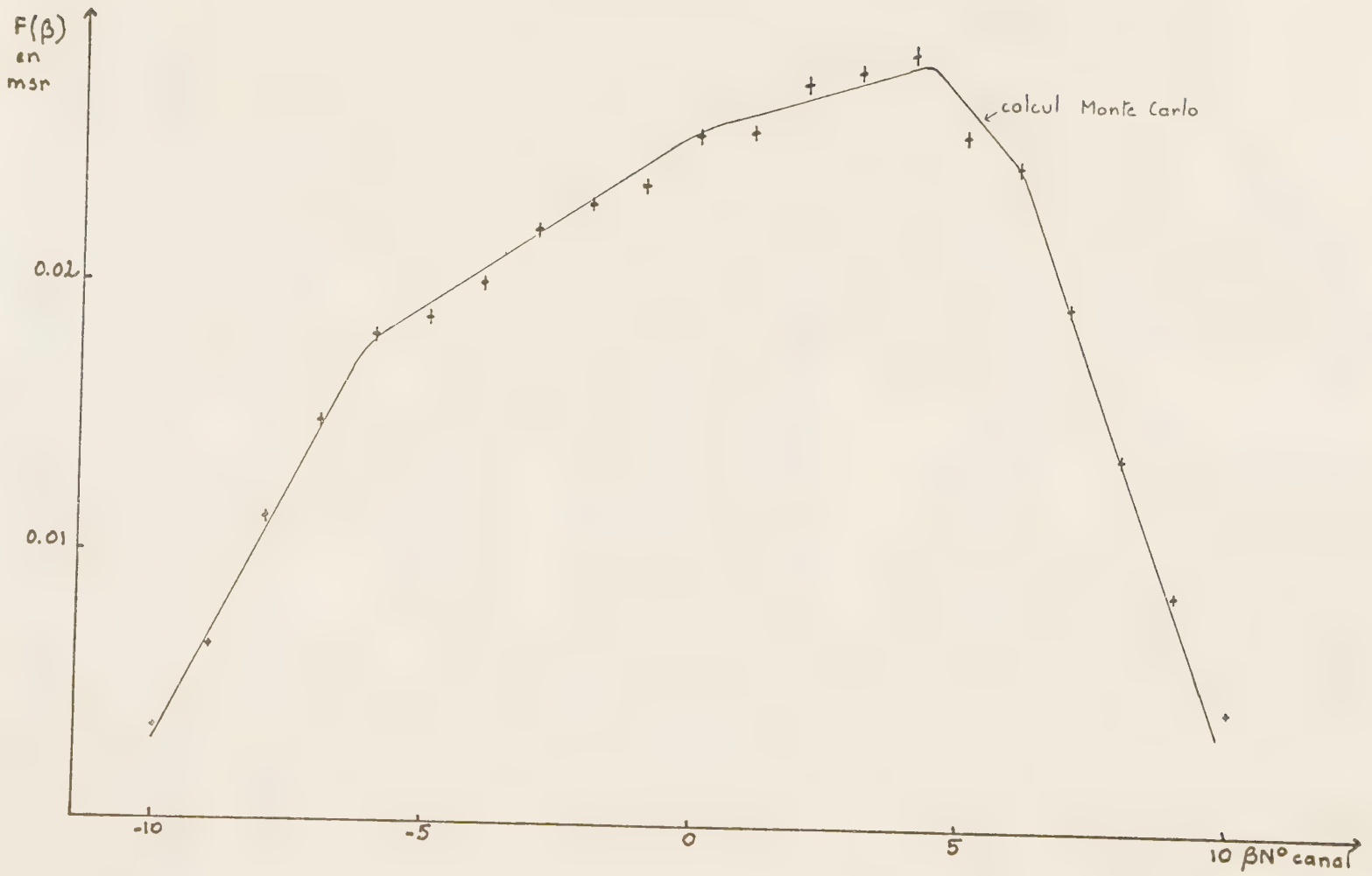


Fig. 18 Variation de $F(\beta) \simeq \Delta\Omega(\beta) \times \frac{\Delta P}{P}(\beta) \times (1-\delta_{\pi\mu}(\beta))$: dispositif voie pion
Les points expérimentaux sont normalisés au résultat du programme Monte Carlo (courbe en trait plein). La précision statistique sur cette courbe est de 1,5%.

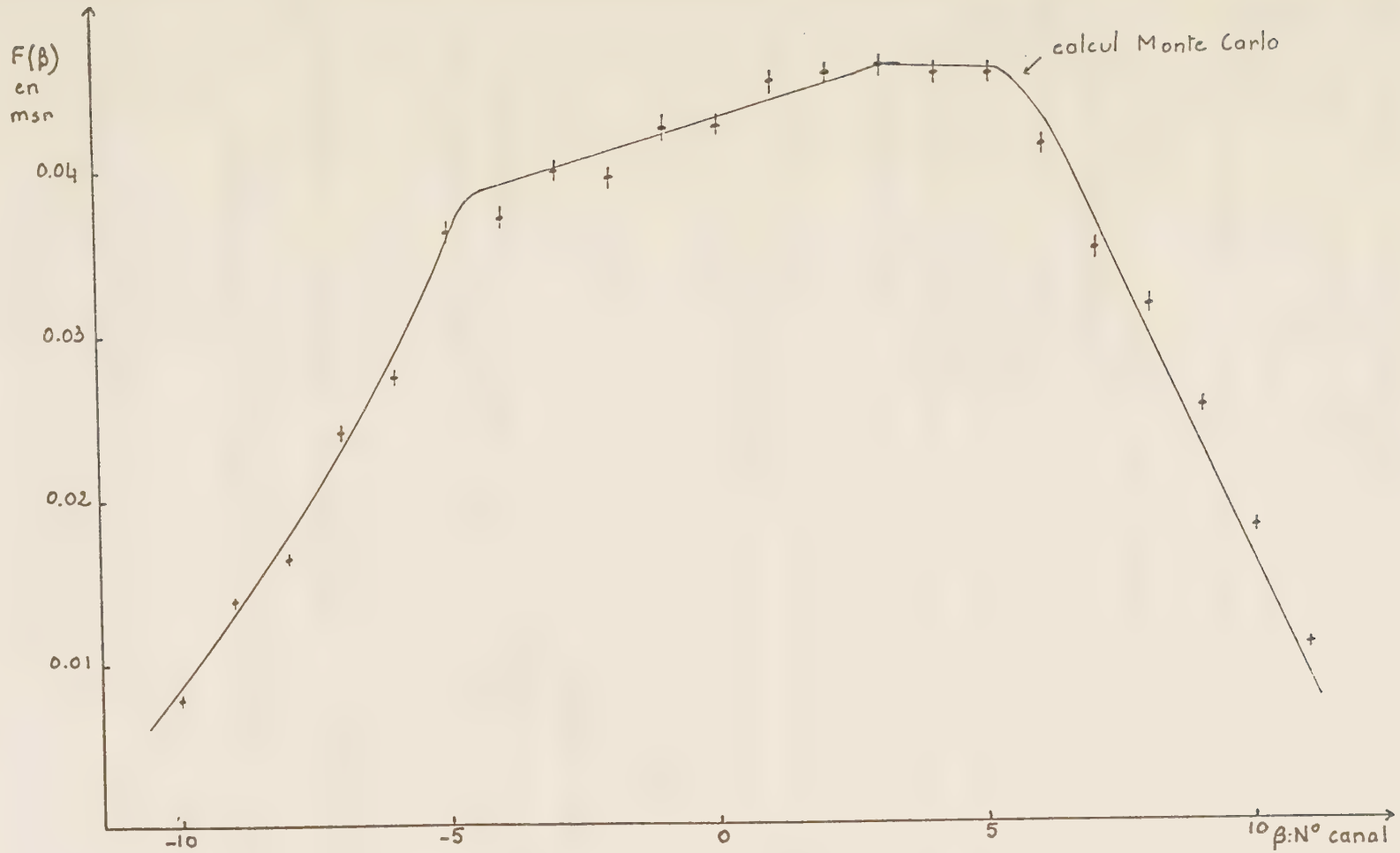


Fig. 20 Variation de $F(\beta) = \Delta\Omega(\beta) \times \frac{\Delta P}{P}(\beta) \times (1-\delta_{\pi\mu}(\beta))$: dispositif final voie pion

Les points expérimentaux sont normalisés au résultat du programme Monte Carlo (courbe en trait plein). La précision statistique sur cette courbe est de 1,5%.

V.2.2. Différence d'impulsion entre deux canaux.

a) Mesure expérimentale.

On détecte des électrons diffusés élastiquement à un angle θ_o et d'énergie E_o. On fait varier le champ dans le spectromètre par pas constant de manière à déplacer le pic élastique dans les deux hodoscopes. La distribution des électrons dans les hodoscopes donne la distribution en impulsion du spectre élastique et permet de déterminer les caractéristiques de ce spectre.

La distribution du nombre de coups dans le canal β en fonction du champ permet de calculer la valeur $V(\beta)$ du champ telle que le pic soit centré dans ce canal. Pour cela, on ajuste, par un test des moindres carrés, la distribution en impulsion du spectre élastique et celle du nombre de coups dans le canal β en fonction du champ. L'énergie $E(\beta)$ des électrons détectés dans le canal est alors E_o alors que l'énergie centrale correspondante à $V(\beta)$ est donnée par la courbe d'étalonnage $E = f(V)$.

La figure 21 représente les résultats obtenus ainsi que la courbe du deuxième degré qui reproduit le mieux ces résultats, soit :

$$\frac{\Delta E(\beta)}{E_c(\beta)} = 1{,}120\ \beta + 0{,}014\ \beta^2 .$$

b) Résultat du programme.

La variation de $\frac{\Delta E(\beta)}{E_c(\beta)}$, calculée à partir du programme, est donnée par $\frac{\Delta E(\beta)}{E_c(\beta)} = 1{,}128\ \beta + 0{,}014\ \beta^2$ et reproduit donc les valeurs expérimentales à 1%.

V.3. COMPARAISON RESULTATS EXPERIMENTAUX ET PROGRAMME : VOIE ELECTRON.

V.3.1. Variation de l'angle solide en fonction de l'impulsion.

a) Mesure expérimentale.

La méthode est celle utilisée pour mesurer cette variation dans la voie pion et décrite au paragraphe V.2.1.a. L'analyse est toutefois plus simple puisqu'il n'y a pas de désintégration.

Fig. 21 Variation de l'énergie en fonction du canal voie pion.
La courbe en trait plein représente la courbe du deuxième degré paramétrisant le mieux les points expérimentaux.

La variation de la section efficace mesurée par la variation du nombre d'électrons détectés dans un compteur de l'hodoscope H3 en fonction du champ est donnée par la figure 22. La figure 23 donne, elle, la variation du produit $\Delta\Omega(\beta) \times \frac{\Delta P}{P}(\beta)$ en fonction du canal β (c'est dans ce cas le compteur de H3 touché). Cette mesure a été faite avec le dispositif initial et dans les conditions cinématiques suivantes : énergie incidente 357,1 MeV, angle de détection 77°4, énergie centrale des électrons diffusés 69,5 MeV.

La pente observée, donnée par $\Omega(J) \times \frac{\Delta E}{E}(J) = \Omega(0) \times \frac{\Delta E}{E}(0) \times (1-0{,}015J)$ avec $J = \beta - 8{,}5$, correspond à la variation de la dispersion dans le plan focal. Celle-ci augmentant avec l'impulsion, l'acceptance d'un compteur diminue lorsque l'impulsion croît.

La perte d'angle solide pour les faibles valeurs de β (correspondant aux basses impulsions) est de 6,0%. Nous avons vu l'origine de cette perte au paragraphe III.2.4.d.

b) Résultats du programme Monte-Carlo.

On tire l'impulsion des électrons selon une distribution uniforme de largeur $\left(\frac{\Delta P}{P}\right)^o$. Soit N le nombre de tirages, c'est-à-dire le nombre d'électrons émis dans un angle solide $\Delta\Omega_o$ et $N(\beta)$ le nombre d'électrons récupérés dans le compteur β de H3 on a alors :

$$N(\beta) = N \times \frac{\Delta\Omega(\beta) \times \frac{\Delta P}{P}(\beta)}{\Delta\Omega_o \times \left(\frac{\Delta P}{P}\right)_o} \quad \text{soit} \quad \Delta\Omega(\beta) \times \frac{\Delta P}{P}(\beta) = \frac{N(\beta)}{N} \times \Delta\Omega_o \times \left(\frac{\Delta P}{P}\right)_o .$$

Les résultats obtenus dans les mêmes conditions cinématiques que celles de la mesure précédente sont portés sur la figure 23. La pente est de $\Omega(J) \times \frac{\Delta E}{E}(J) = 1{,}52 \times 10^{-2} \times (1-0{,}016J)$msr et la perte est de 6,1%. L'accord avec les résultats expérimentaux est donc excellent.

V.3.2. Mesure de la dispersion et de l'acceptance.

a) Mesure expérimentale.

La méthode utilisée est décrite au paragraphe V.2.2.a. On détecte des électrons diffusés élastiquement à l'angle θ et d'énergie E. La normalisation est assurée par le nombre d'électrons diffusés élastiquement détectés dans la voie de normalisation. On fait varier le champ dans le spectromètre par pas de 1%.

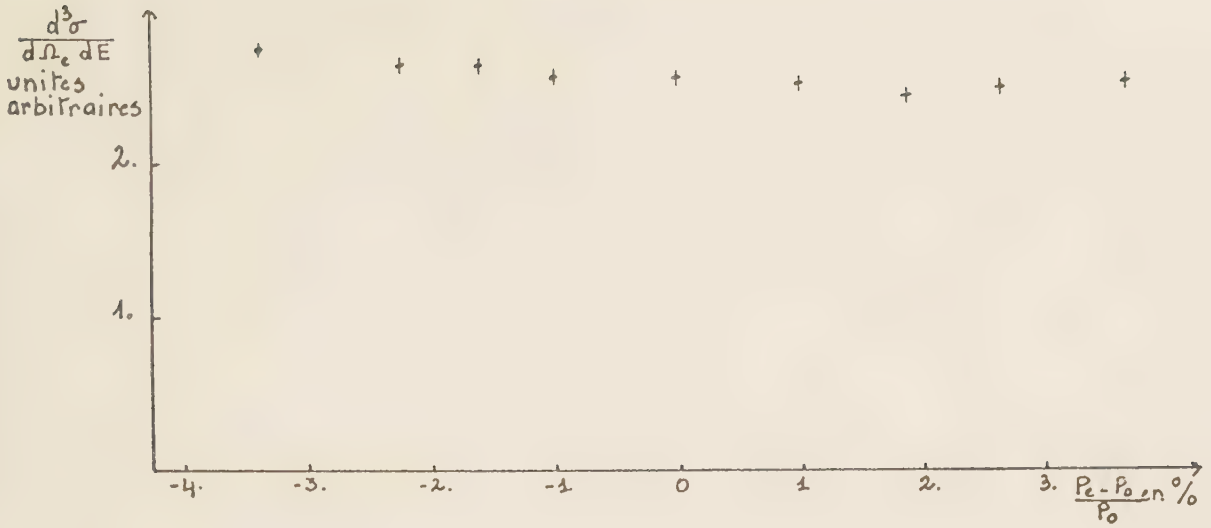


Fig. 22 Spectre d'impulsion des électrons pour E = 357,1 MeV, θ_e = 77°4, P_o = 69,5 MeV

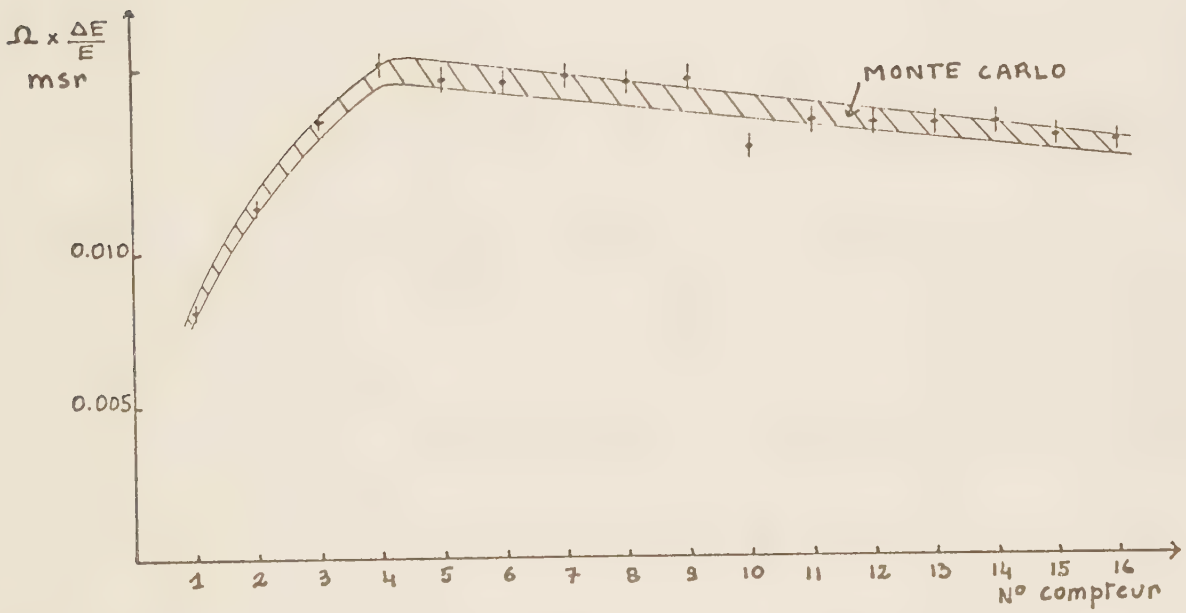


Fig. 23 Variation du produit $\Omega \times \frac{\Delta E}{E}$ en fonction du compteur de H3.
Les points expérimentaux sont normalisés au résultat du programme Monte Carlo : (courbes en trait plein). On note la perte d'angle solide pour les basses impulsions et la pente due à la variation de la dispersion dans le plan focal.

La distribution des électrons dans l'hodoscope détermine les caractéristiques du spectre élastique (hauteur et largeur du pic, queue radiative, contribution du pic quasiélastique sur l'aluminium des parois de la cible). A l'aide de cette distribution, on calcule, comme nous l'avons vu, le rapport $\frac{E(\beta) - E_c(\beta)}{E_c(\beta)}$. La figure 24 présente les résultats obtenus.

Si la dispersion D était constante dans le plan focal, on aurait :

$$\frac{E(\beta) - E_c(\beta)}{E_c(\beta)} = \frac{L}{D} \times \beta ,$$

L distance en cm entre deux canaux ; D dispersion en cm/%.

Pour reproduire les résultats, on doit ajouter un terme du deuxième degré. Le meilleur fit est obtenu pour :

$$\frac{E(\beta) - E_c(\beta)}{E_c(\beta)} = 0,465\ \beta - 0,0029\ \beta^2 .$$

La dispersion du spectromètre étant de 3,4 cm par %, l'intervalle moyen entre deux compteurs est donc de 0,465 x 3,4 = 1,58 cm. Cette distance est la distance projetée sur un plan perpendiculaire à l'axe du faisceau. Ceci signifie que l'angle entre l'hodoscope H3 et l'axe du faisceau est de 31°8 puisque l'entre-axe entre deux compteurs est de 1,5 cm.

On peut déterminer l'acceptance totale de la voie à partir de cette mesure. Entre les deux compteurs extrêmes, la différence d'énergie est de 6,98%. Pour avoir l'acceptance totale, il faut ajouter l'acceptance déterminée par les deux moitiés de ces compteurs, soit 0,465 x $\frac{18}{15}$ = 0,56% (les compteurs mesurent 1,8 cm alors que l'entre-axe entre deux est de 1,5 cm). L'acceptance totale est donc de :

$$\frac{\Delta E}{E} = 7,54\% .$$

L'erreur commise provient essentiellement de la détermination de l'énergie correspondant aux deux compteurs extrêmes. Cette détermination, peu sensible à la forme du pic élastique (il s'agit en effet de mesurer le sommet de la distribution des coups dans H3 en fonction du champ), dépend des valeurs du champ pour lesquelles le pic élastique tombe près de ces deux compteurs. Etant donnée la largeur du spectre

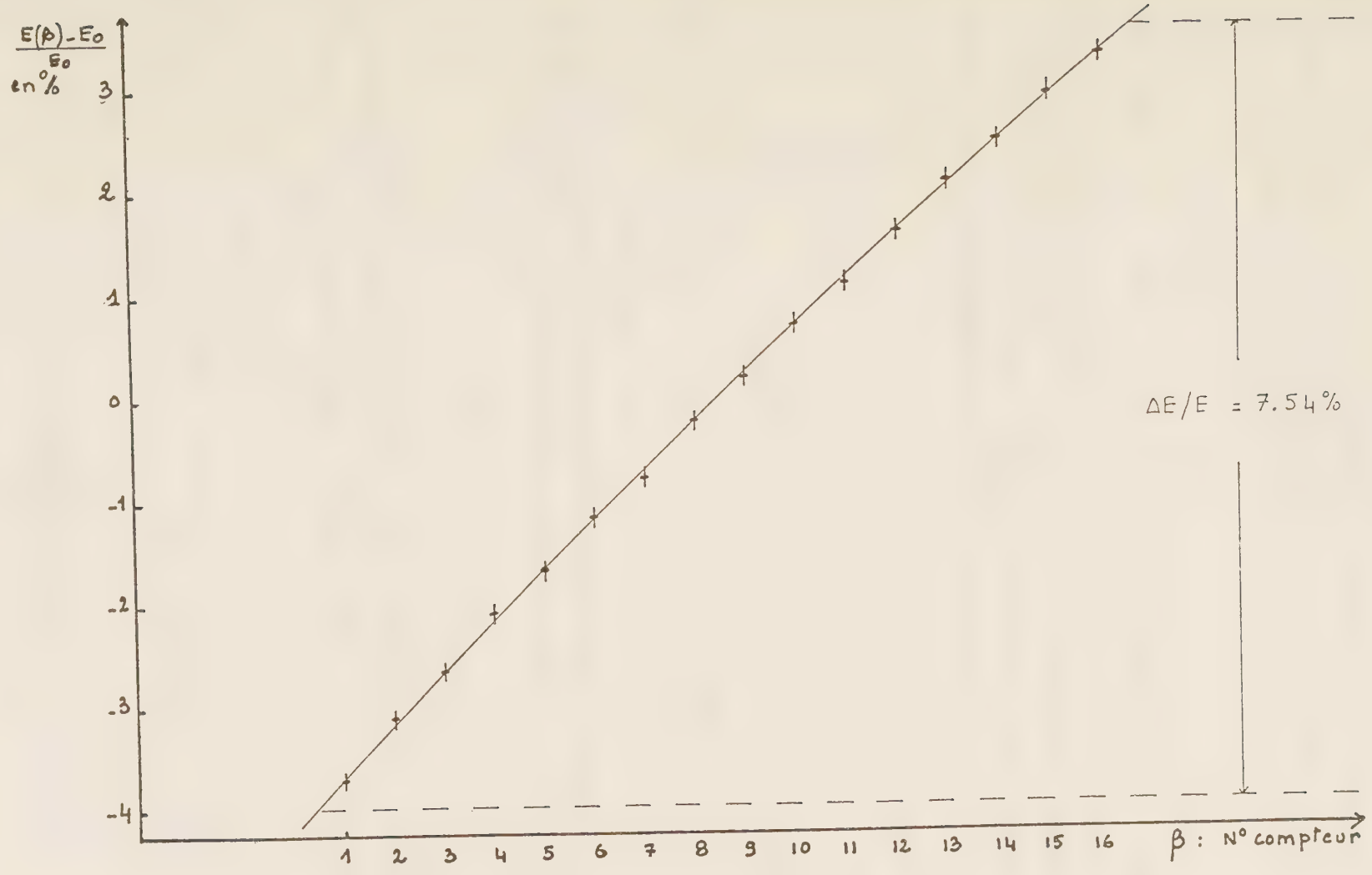


Fig. 24 Variation de l'énergie en fonction du compteur de H3.
La courbe en trait plein représente la courbe du deuxième degré paramétrisant le mieux les résultats expérimentaux.
L'acceptance correspondant à l'hodoscope soit 16.2 compteurs est de 7,54%.

(1,3% à mi hauteur) et le pas choisi (1%) seules deux ou trois valeurs du champ interviennent dans le fit. Les variations de champ observées au cours des mesures qui duraient environ deux minutes ne dépassaient pas $0,5^{o}/oo$ soit une erreur maximale de 1% sur l'acceptance. Nous avons pris une erreur de 1,5% pour tenir compte des autres sources d'erreurs (statistique, évaluation des acceptances des deux demi-compteurs) soit finalement :

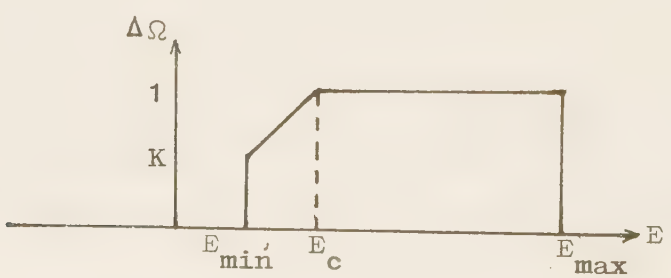
$$\frac{\Delta E}{E} = (7,54 \pm 0,11)\% .$$

Une autre manière d'analyser ces données consiste à considérer le nombre total d'électrons détectés dans l'hodoscope en fonction de la valeur V du champ et donc de l'énergie E correspondante : soit d(E) ce nombre. Si l'on désigne par $s(\frac{E-E_o}{E_o})$ la section efficace de diffusion élastique en fonction de l'énergie E (E_o est l'énergie du pic élastique) et par $r(\frac{E'-E}{E})$ l'angle solide en fonction de l'énergie E' (E est l'énergie centrale correspondant au champ V), on a alors :

$$d(E) = \int_{E_{min}}^{E_{max}} r\left(\frac{E'-E}{E}\right) \times s\left(\frac{E'-E_o}{E_o}\right) dE' \quad ;$$

$s\left(\frac{E'-E_o}{E_o}\right)$ est donné en première approximation par la distribution des électrons détectés dans l'hodoscope. On prend pour $r\left(\frac{E'-E}{E}\right)$ une courbe analogue à celle trouvée au paragraphe précédent V.3.1. et dépendant de quatre paramètres :

- énergie maximum E_{max} ,
- énergie minimum E_{min} ,
- énergie pour laquelle l'angle solide commence à décroître E_c,
- rapport K entre l'angle solide pour l'énergie E_{min} et celui pour l'énergie E_c

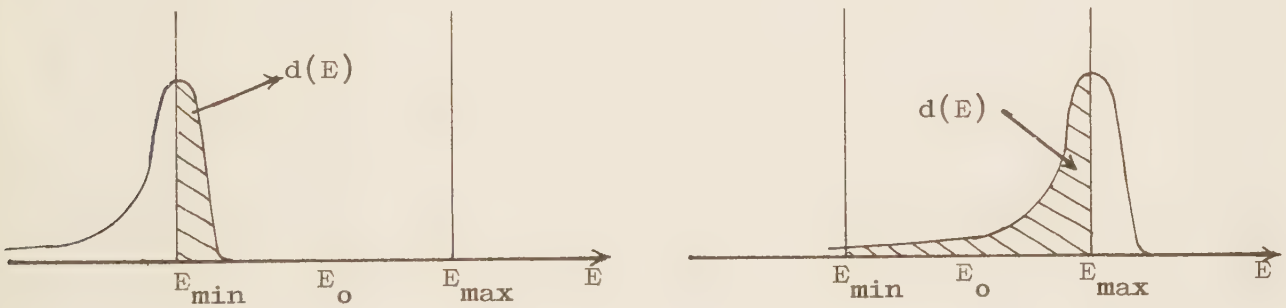


On peut alors calculer l'intégrale et donc d(E). On ajuste les quatre paramètres pour reproduire au mieux la courbe d(E) expérimentale. Le meilleur accord est obtenu pour :

$$E_{max} = E_o \times (1+0,036) ,$$
$$E_{min} = E_o \times (1-0,0396),$$
$$E_c = E_o \times (1-0,0271),$$
$$K = 0,55 .$$

La comparaison entre les deux courbes est donnée par la figure 25. On détermine ainsi :

- l'acceptance $\frac{\Delta E}{E_o} = 7,56\%$, ce qui est approximativement la largeur à mi-hauteur de la courbe d(E). Les deux points à mi-hauteur correspondent en effet aux configurations suivantes :



L'erreur commise est, là encore, déterminée par l'erreur sur la valeur du champ pour ces deux points : on prend donc une erreur de 1,5% soit :

$$\frac{\Delta E}{E} = (7,56 \pm 0,11)\% ;$$

- l'angle solide moyen $\langle \Delta\Omega_e \rangle$ donné par

$$\langle \Delta\Omega_e \rangle = 0,963 \times \Delta\Omega_e$$

où $\Delta\Omega_e$ est l'angle solide pour $\Delta E/E = 0$.

Toutefois, le fit est plus sensible au produit acceptance par angle solide moyen qu'à l'une ou l'autre de ces quantités séparément. La valeur de ce produit est de :

$$\frac{\Delta E}{E} \times \frac{\langle \Delta\Omega_e \rangle}{\langle \Delta\Omega_e \rangle} = 7,28\% .$$

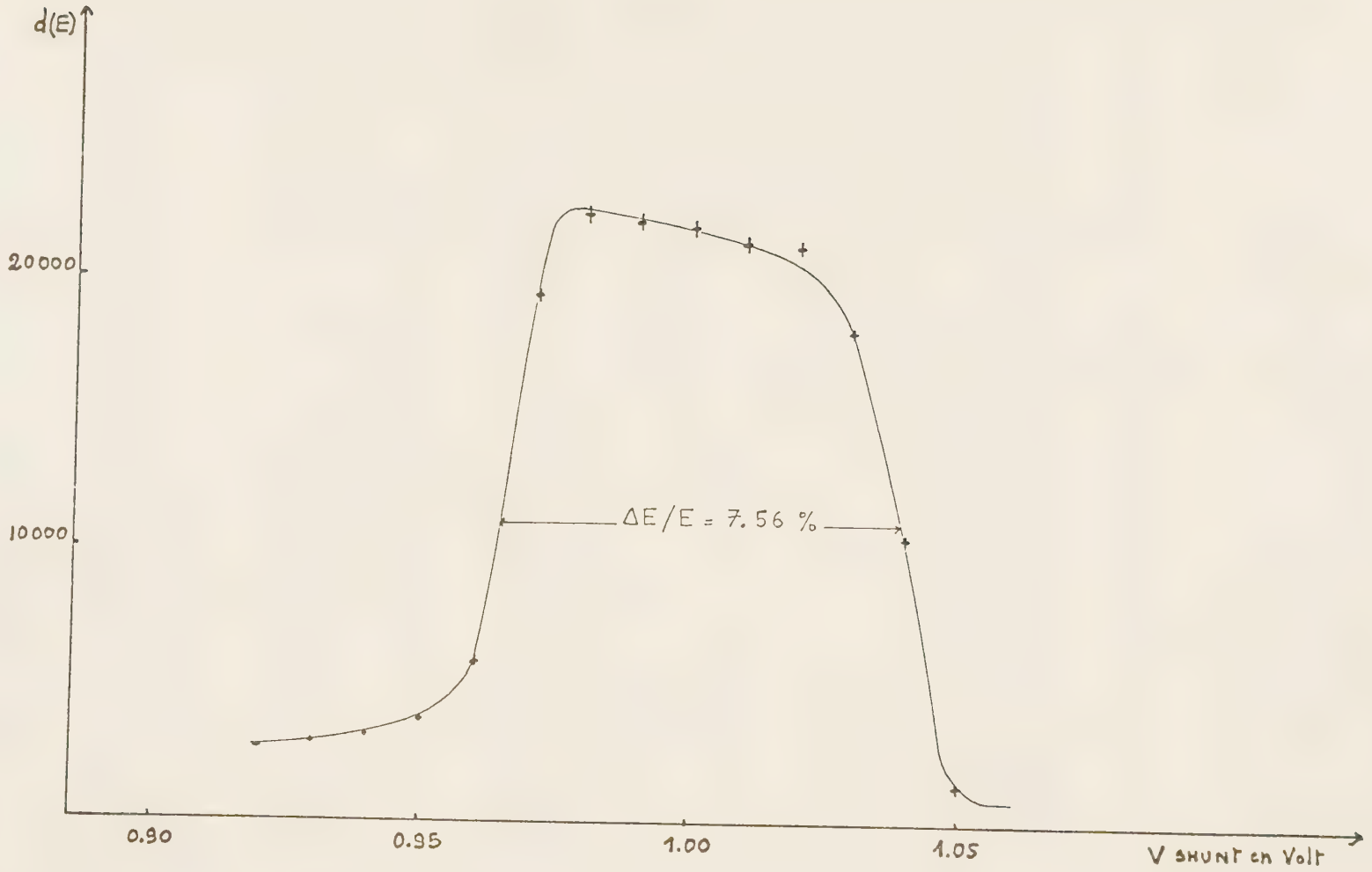


Fig. 25 Variation du nombre d'électrons diffusés élastiquement en fonction du champ.
La courbe en trait plein donne le résultat de la convolution du spectre élastique et de l'acceptance.
La largeur à mi-hauteur correspond à l'acceptance en impulsion du système de détection et vaut 7,56%.

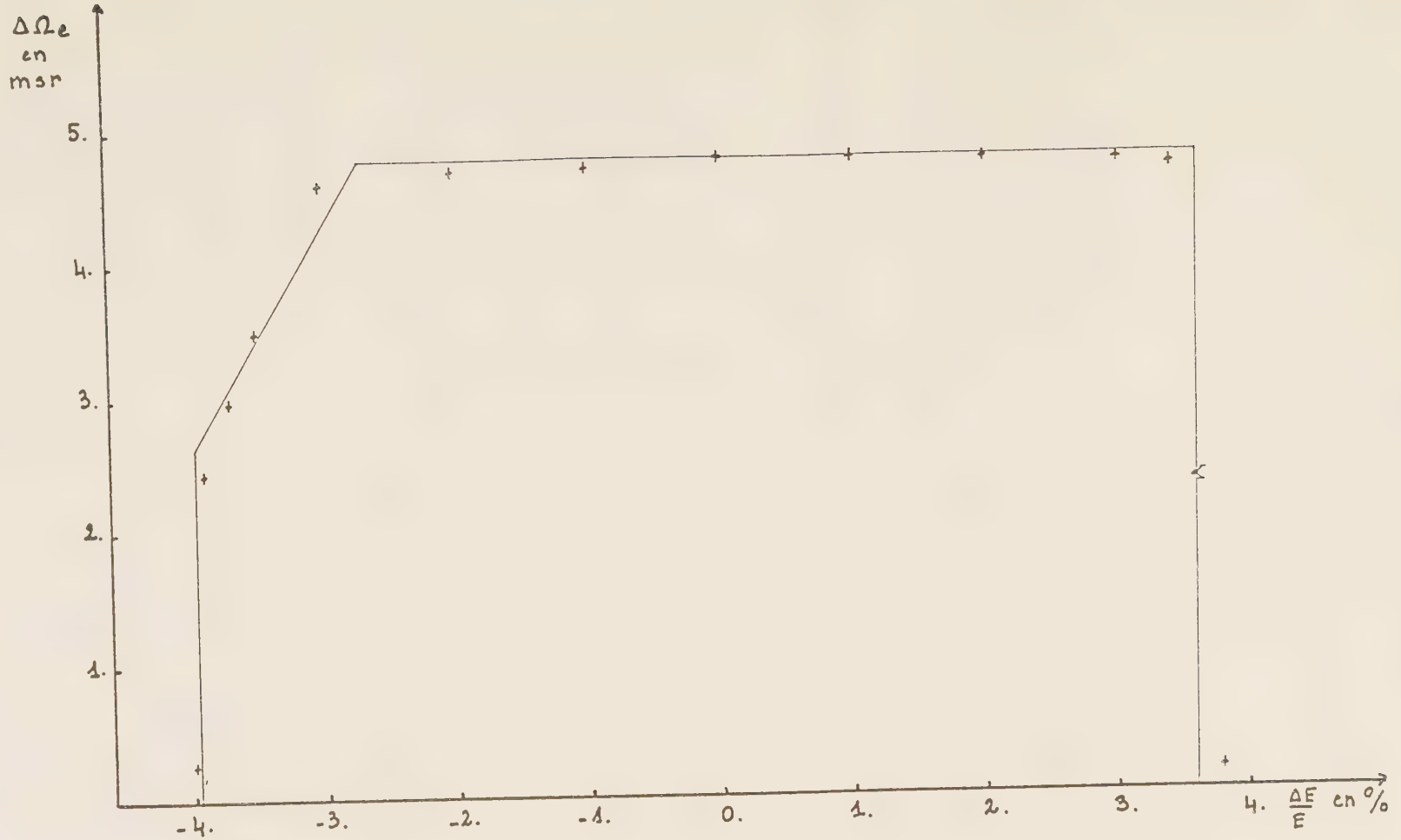


Fig. 26 Variation de l'angle solide voie électron en fonction de $\frac{\Delta E}{E}$.
Les points donnent les résultats obtenus par le programme Monte Carlo alors que la courbe en trait plein donne les résultats du fit des points expérimentaux.

Si on combine les deux valeurs mesurées de l'acceptance on obtient

$$\frac{\Delta E}{E} = (7,55 \pm 0,11)\%$$

et l'angle solide moyen est dans ce cas de

$$\frac{\langle \Delta \Omega_e \rangle}{\langle \Delta \Omega_e \rangle} = 0,964 \cdot$$

b) Résultats du programme Monte-Carlo.

Pour reproduire les résultats expérimentaux donnant la dispersion ou,plus exactement,l'écart d'impulsion entre deux compteurs, on fait varier dans le programme la différence entre l'impulsion centrale et l'impulsion des électrons. La position du pic dans l'hodoscope permet alors de déterminer la courbe $\frac{E(\beta)-E_c}{E_c} = a\beta + b\beta^2$ qui donne la dispersion.

Les résultats obtenus,résumés dans le tableau V,donnent pour valeur des deux coefficients a = 0,470 et b = -0,0038.

Tableau V

$\frac{E(\beta)-E_c}{E_c}$ en %	-4	-3	-2	-1	0	1	2	3	4
	-7,97	-6,08	-4,12	-2,10	0	2,18	4,42	6,78	9,19

L'accord avec les résultats expérimentaux était attendu puisque l'angle entre H3 et l'axe du faisceau a été fixé de manière à reproduire ces mêmes résultats expérimentaux.

Les valeurs de l'angle solide obtenues pour les différentes valeurs de $\frac{\Delta E}{E}$ sont comparées sur la figure 26 à la courbe obtenue expérimentalement au paragraphe précédent (V.3.2.a.). Les différences observées pour les valeurs extrêmes de l'acceptance sont dues au fait que,dans le fit des résultats expérimentaux,nous avons supposé que la résolution était nulle ce qui donne une variation discontinue de l'acceptance alors que le programme tient compte de la résolution finie. Le programme donne une acceptance de 7,56% et un angle solide moyen de $\langle \Delta \Omega_e \rangle = 4,78 \times 0,964$ msr en très bon accord avec les valeurs expérimentales.

Chapitre VI

RESULTATS

La méthode d'analyse exposée au chapitre IV a été appliquée aux données acquises dans la première partie de l'expérience, c'est-à-dire pour les deux points : $k^2 = -1F^{-2}, \varepsilon = 0,65$ et $k^2 = -1F^{-2}, \varepsilon = 0,20$.

Pour les autres points nous avons déterminé le nombre de coïncidences pion-électron en fonction des coupures dans le plan P_e-P_π. Toutefois nous ne donnerons pas, pour ces points, de valeur des sections efficaces car toutes les corrections n'ont pas été calculées.

On rappelle que la section efficace s'écrit (formule 18) :

$$\frac{d\sigma_V}{d\omega_\pi} = \frac{d\sigma_{el}}{d\Omega}(E_o,\theta_o) \times \frac{(1-\delta_N)}{N_{ee'}} \times \frac{1}{\Gamma J E'} \times \frac{1}{\frac{\Delta E'}{E'}} \times R \times \frac{S}{S'} \times \frac{1}{\varepsilon_\pi} \times \left[\frac{N^S_{ee'\pi}}{P_S x (1-\delta')^S} + \frac{N^M_{ee'\pi}}{P_M x (1-\delta')^M} \right]$$

avec $R = \dfrac{\Delta\Omega_N(E,E_o,\theta_o) \times \varepsilon_N}{\Delta\Omega_e(E,E_o,\theta_o) \times \varepsilon_e}$,

$S = \Delta\Omega_e(E,E_o,\theta_o)$,

$S' = \Delta\Omega_e(E,E',\theta_e)$,

$P = \Delta\Omega_\pi(E,P_\pi,\theta_\pi) \times (1-\delta_{\pi\mu}) \times (1-\delta_R)$.

Les trois quantités S, S' et P sont données par le programme Monte Carlo.

VI.1. MESURE DE R.

Le rapport R des angles solides $\Delta\Omega_N$ et $\Delta\Omega_e$ est mesuré en détectant simultanément dans la voie électron et dans la voie de normalition des électrons diffusés élastiquement sur les protons à l'angle θ_o et d'énergie E_o. Le rapport des deux taux N_N et N_e est égal à :

$$\frac{N_N}{N_e} = \frac{\Delta\Omega_N(E,E_o,\theta_o) \times \varepsilon_N \times (1-\delta_N)}{\Delta\Omega_e(E,E_o,\theta_o) \times \varepsilon_e \times (1-\delta_e)} ,$$

d'où :

$$R = \frac{N_N}{1-\delta_N} \times \frac{1-\delta_e}{N_e} .$$

Le calcul des corrections a été exposé au paragraphe IV.2.b.

Le tableau VI présente les résultats obtenus.

Tableau VI

$$\text{Rapport } R = \frac{\varepsilon_N \times \Delta\Omega_N(E,E_o,\theta_o)}{\varepsilon_e \times \Delta\Omega_e(E,E_o,\theta_o)}$$

E en MeV	357,1	357,1	395	595	440,3
θ_o en degré	90	93,2	93,2	93,2	93,2
E_o en MeV	258,7	254,7	274,9	356,4	294,3
R	0,522	0,445	0,448	0,454	0,445
δ_R	0,007	0,004	0,006	0,003	0,006

L'erreur sur R provient essentiellement de l'erreur statistique sur N_N et N_e. L'erreur commise dans le calcul des corrections, qui sont de l'ordre de 10 à 15%, est faible car les paramètres qui interviennent, à savoir acceptance, épaisseur traversée, cinématique, sont connus avec une bonne précision.

VI.2. CALCUL DE S.

Le calcul de $S = \Delta\Omega_e(E,E_o,\theta_o)$ est fait par le programme Monte-Carlo ; on tire N_o électrons émis dans un angle solide $\Delta\Omega_o$ autour de (θ_o,φ_o) et d'énergie E_o. N étant le nombre d'électrons détectés, on a

$$S = \frac{N}{N_o} \times \Delta\Omega_o .$$

L'erreur commise provient de

- l'erreur sur les dimensions du collimateur d'entrée soit 1%. Cette erreur disparaîtra dans le rapport S/S' des angles solides de la voie électron dans la détection d'un spectre élastique et d'un spectre continu

- l'erreur sur la perte due à la limitation de l'angle solide par l'entrefer. La perte est de 1% pour le dispositif initial et de 10% pour le dispositif final. Le programme rend compte de cette limitation en suivant la trajectoire des particules dans l'aimant au premier ordre. Nous avons pris une erreur de 5% sur cette perte.

Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau VII.

Tableau VII

Angle solide $S = \Delta\Omega_e(E, E_o, \theta_o)$

E en MeV	522	357,1	357,1	582,2	549	395	595	548	440,3
θ_o en degré	90	90	93,2	93,2	93,2	93,2	93,2	93,2	93,2
E_o en MeV	335,4	258,7	254,7	351,7	339,4	274,9	356,4	339,0	294,3
S en msr	3,33	3,33	4,79	4,75	4,75	4,79	4,79	4,75	4,78

L'angle solide a été multiplié par 1,4 entre le dispositif initial et le dispositif final. La différence de 1% que l'on observe entre certains points provient d'une épaisseur traversée plus grande : la diffusion multiple est alors plus importante, d'où un angle solide légèrement inférieur.

VI.3. CALCUL DE S'.

On tire N_o électrons dans un angle solide $\Delta\Omega_e^o$ autour de (θ_e, φ_e) et dans un domaine d'énergie $(\frac{\Delta E'}{E'})^o$ autour de E'. Le nombre N d'électrons détectés donne alors :

$$\Delta\Omega_e(E, E', \theta_e) \times \frac{\Delta E'}{E'} = \frac{N}{N_o} \times \Delta\Omega_e^o \times \left(\frac{\Delta E'}{E'}\right)^o .$$

La valeur de l'acceptance donnée par le programme est de 7,56% (voir paragraphe V.3.2.b), égale à la valeur mesurée expérimentalement, de sorte que l'on a :

$$S' = \Delta\Omega_e(E, E', \theta_e) = \frac{N}{N_o} \times \Delta\Omega_e^o \times \left(\frac{\Delta E'}{E'}\right)^o \times \frac{1}{0,0756} .$$

Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau VIII.

Tableau VIII

Angle solide $S' = \Delta\Omega_e(E, E', \theta_e)$

E en MeV	522	357,1	357,1	582,2	549	395	595	548	440,3
θ_e en degré	32,7	77,4	77,4	40,9	45,1	97,7	50,9	59,1	101
E' en MeV	234,6	69,7	69,7	274,1	240,9	86,9	266,1	219,1	111,4
S' en msr	3,15	3,05	4,64	4,73	4,64	4,71	4,61	4,56	4,64

Nous avons vu que l'erreur due à la dimension du collimateur d'entrée disparaissait dans le rapport S/S'. Les autres sources d'erreur sur ce rapport sont les suivantes :

- limitation de l'angle solide par l'entrefer : bien que les conditions cinématiques et les spectres d'impulsion soient différents, la perte est sensiblement la même dans le calcul de S et dans celui de S', si bien que l'erreur sur le rapport est faible. Nous avons cependant pris une erreur de 0,5% sur le rapport.

- dans la détection d'un spectre continu, on a vu que l'on perdait des événements pour les basses impulsions, perte due au fait que R3 et $\check{C}3$ ne sont pas dans le plan focal. Cette perte dépend de la position relative de H3 par rapport aux compteurs R3-$\check{C}3$: elle est de l'ordre de 5%. On a vu que le programme reproduisait bien la variation de l'angle solide en fonction de l'impulsion (paragraphe V.3.2.b) et donc cette perte de 5%. Nous avons donc admis une erreur de 0,5% sur le rapport.

Finalement, nous avons pris une erreur de 1% sur le rapport S/S'.

VI.4. CALCUL DE P.

On tire N pions émis dans un angle solide $\Delta\Omega_\pi^o$ autour de $(\theta_\pi, \varphi_\pi)$. La distribution en impulsion choisie a été discutée aux paragraphes IV.3.3. et V.1.2.b. Soit N_1 le nombre de pions détectés à l'in-

térieur des coupures choisies dans le plan (P_e, P_π); on a alors :

$$P = \Delta\Omega_\pi(P_\pi, \theta_\pi) \times (1-\delta_{\pi\mu}) \times (1-\delta_R) = \frac{N_1}{N} \times \Delta\Omega_\pi^o \cdot$$

L'erreur sur P provient de :

- l'erreur statistique sur le nombre N_1 d'événements, soit 1,5% ;

- l'erreur sur les dimensions des collimateurs d'entrée et leur position, soit 0,5% ;

- l'erreur sur la limitation d'angle solide par l'entrefer et par les collimateurs internes de l'aimant. La perte d'angle solide qui en résulte dépend de la position des collimateurs et du spectre d'impulsion des pions. Elle varie donc d'un point cinématique à l'autre. Comme le programme reproduit l'acceptance déterminée expérimentalement (paragraphe V.2.1.) et donc rend compte correctement de cette limitation, nous avons pris une erreur de 5% sur la perte ;

- l'erreur sur le taux de désintégration provient de l'erreur sur la distance moyenne parcourue : si l'on connaît assez bien la distance de la cible à l'entrée de l'aimant et la distance de la sortie de l'aimant au dernier compteur, il est difficile d'évaluer la distance parcourue dans l'aimant. Aussi avons-nous admis une erreur de 5% sur cette distance ; le taux de désintégration sur cette distance étant de 8%, l'erreur commise est donc de 0,4%. ;

- l'erreur sur la correction radiative : nous avons pris une erreur de 5% sur cette correction, ce qui correspond à la différence entre les valeurs données par De Calan et Fuchs et celles données par Bartl et Urban : ceci donne une erreur sur P de 0,7%.

Les résultats obtenus pour les différents points cinématiques sont présentés dans le tableau IX. Les valeurs de P_S données dans ce tableau correspondent à la coupure suivante dans le plan P_e-P_π : on accepte les événements situés dans une bande d'impulsion en pions de $\pm$ 4% autour de la droite définie par la formule (13) $\frac{dP_\pi}{P_\pi} = b \frac{dP_e}{P_e}$. Le choix de cette coupure sera commenté au paragraphe 7 de ce chapitre. Les valeurs de P_M correspondent à des coupures très larges, comme on l'a vu au paragraphe IV.3.3.

Tableau IX

Angle solide $P = \Delta\Omega_\pi(P_\pi, \frac{\Delta P_\pi}{P_\pi}, \theta_\pi) \times (1-\delta_{\pi\mu}) \times (1-\delta_R)$

E en MeV	522	357,1	357,1	582,2	549	395	595	548	440,3
P_π en MeV/c	242,9	242,9	242,9	258,5	258,5	258,5	272,5	272,5	272,5
θ_π en degré	21,4	11,3	11,3	25,6	24,2	11,9	25,8	23,4	13,3
$\frac{\Delta P_\pi}{P_\pi^o}$	-2,1	-1,7	0,6	-1,8	-1,9	-1,5	0,5	-2,3	-0,8
P_S en msr	1,81	1,94	3,21	2,95	2,99	3,19	3,07	2,94	3,34
δP_S en msr	0,04	0,04	0,05	0,05	0,05	0,05	0,05	0,05	0,05
P_M en msr	1,96	2,12	3,52	3,23	3,30	3,48	3,34	3,24	3,63
δP_M en msr	0,04	0,04	0,05	0,05	0,05	0,05	0,05	0,05	0,05

Dans ce tableau, $\frac{\Delta P_\pi}{P_\pi^o}$ représente l'écart relatif d'impulsion entre l'impulsion P_π^o correspondant au champ B_o dans le spectromètre et l'impulsion réelle des pions P_π.

On note, dans ce tableau, l'augmentation de l'angle solide avec $\frac{\Delta P_\pi}{P_\pi^o}$ conformément à la forme expérimentale de l'acceptance (voir figures 18 et 20).

On remarque également que P est plus grand pour les basses valeurs de ε et cela pour trois raisons :

- correction radiative plus faible ;
- angle de détection plus petit ; l'épaisseur apparente de la cible est donc plus faible ce qui se traduit, ainsi que nous l'avons vu au chapitre III, par un angle solide plus grand ;
- distribution en impulsion plus étroite. La pente de la droite $\frac{dP_\pi}{P_\pi} = b \frac{dP_e}{P_e}$ est en effet plus faible pour les basses valeurs de ε d'où une acceptance $\frac{\Delta P_\pi}{P_\pi}$ plus étroite. La valeur moyenne de l'angle solide sur cette acceptance est donc plus forte car une plus grande partie des événements sont détectés sur la partie constante de l'acceptance.

VI.5. CALCUL DES CORRECTIONS.

Dans l'expression (18) de la section efficace, apparaissent les deux termes correctifs $(1-\delta_N)$ et $(1-\delta')$.

1) Terme $(1-\delta_N)$

Ce terme regroupe toutes les corrections intervenant dans la détection des électrons diffusés élastiquement dans la voie de normalisation et dont la liste a été donnée au paragraphe IV.2.2.a. Ce terme intervient également dans la mesure du rapport R des angles solides $\Delta\Omega_e$ et $\Delta\Omega_N$ (paragraphe V.1). L'erreur commise disparaît dans le produit R x $(1-\delta_N)$.

2) Terme $(1-\delta')$

Il regroupe toutes les corrections intervenant dans la détection des pions et des électrons et dont la liste a été donnée au paragraphe IV.2.2.b, excepté la correction radiative et la correction due à la désintégration des pions.

La correction due au rayonnement de freinage dépend des coupures dans le plan (P_e-P_π). On aura donc des corrections différentes pour les événements simples et pour les événements multiples.

L'erreur commise sur les différents termes est de :

- 10% sur les pertes par temps mort due à l'erreur sur la largeur des signaux et des coïncidences et à l'erreur sur le cycle utile,
- 15% sur les pertes par rayonnement de freinage ,
- 10% sur les pertes par diffusion et absorption des pions, due à l'erreur sur les sections efficaces et sur l'épaisseur traversée.

Le tableau X donne les résultats obtenus pour l'analyse des deux points $k^2 = -1F^{-2}$ $\varepsilon = 0,65$ et $\varepsilon = 0,20$.

Tableau X

Corrections pour W = 1175 MeV $k^2 = -1F^{-2}$

	$1-\delta_N$	$1-\delta_T$	$1-\delta_A$	$1-\delta_B^S$	$1-\delta_B^M$	$(1-\delta')^S$	$(1-\delta')^M$
0,65	0,907	0,936	0,907	0,983	1.	0,834 ± 0,011	0,849 ± 0,010
0,20	0,903	0,952	0,907	0,992	1.	0,857 ± 0,010	0,863 ± 0,010

VI.6. EFFICACITE DE DETECTION DES PIONS.

L'efficacité des différents compteurs de la voie pion est donnée dans le tableau XI.

Tableau XI

Efficacité Voie Pion

ε	R1	R2	H1	H2	ε_π	$\delta\varepsilon_\pi$
0,65	0,990	0,982	0,962	0,870	0,814	0,006
0,20	0,990	0,982	0,957	0,858	0,798	0,020

VI.7. NOMBRE D'EVENEMENTS : CHOIX DES COUPURES.

VI.7.1. Nombre d'événements.

Le tableau XII donne le nombre d'événements simples (pour lesquels un seul compteur de chaque hodoscope a été touché) pour différentes coupures dans le plan $(P_e - P_\pi)$.

Tableau XII

Nombre d'événements simples

Coupures	$\varepsilon = 0,65$	$\varepsilon = 0,20$
8%	1198 ± 69	146 ± 22
6%	1100 ± 63	139 ± 20
5%	1090 ± 59	138 ± 19
4%	1073 ± 54	127 ± 17
3%	1031 ± 49	111 ± 15
2%	868 ± 43	94 ± 13

Le nombre d'événements multiples est respectivement de 154 ± 31 pour le point $\varepsilon = 0,65$ et de 15 ± 12 pour $\varepsilon = 0,20$.

Les résultats donnés dans le tableau XII appellent deux remarques :

- Pour des coupures supérieures à 4%, la variation du nombre d'événements simples est due essentiellement à la variation de la correction radiative et du nombre de muons récupérés. Pour des coupures plus étroites vient s'ajouter, aux effets des deux corrections déjà citées, l'effet de la résolution de l'appareillage : on élimine alors des événements dont l'impulsion est mal mesurée à cause de cette résolution .

- La précision statistique s'améliore lorsque les coupures sont plus étroites et cela jusqu'à une coupure de 3 à 4%. En effet, jusqu'à cette limite, le nombre de coïncidences réelles varie peu alors que le nombre de coïncidences fortuites diminue fortement : ainsi, pour le point $\varepsilon = 0,65$, le nombre de coïncidences fortuites est réduit d'un facteur 2 entre la coupure à 8% et celle à 4% alors que le nombre de coïncidences réelles ne diminue que de 10% : ceci se traduit par une amélioration de 17% de la précision. Pour des coupures plus étroites, le nombre de coïncidences réelles décroît plus rapidement et la précision diminue.

VI.7.2. Distribution des événements et comparaison avec le programme Monte-Carlo.

A chaque coupure correspond, d'une part, un nombre expérimental d'événements et, d'autre part, un angle solide P calculé par le programme. Ce programme dresse la carte des événements dans le plan $(P_e - P_\pi)$ et calcule, à partir de cette carte, l'angle solide P correspondant à une coupure donnée. Ainsi que nous l'avions noté aux paragraphes IV.3.3. et V.1.2.c, il importe que la distribution obtenue reproduise la distribution expérimentale des événements dans le plan $(P_e - P_\pi)$ afin d'être assuré que le calcul de l'angle solide soit fait pour une distribution réaliste.

Deux comparaisons ont été effectuées :

VI.7.2.a. Comparaison des distributions.

Les événements sont distribués autour d'une droite $\frac{\Delta P_\pi}{P_\pi} = b \frac{\Delta P_e}{P_e}$ dans le plan $(P_e - P_\pi)$. Nous avons fitté, par un test des moindres carrés, cette distribution par une gaussienne de largeur σ. Le tableau XIII don-

ne les résultats obtenus pour les deux distributions (expérimentale et calculée par le programme).

Tableau XIII

Comparaison des distributions dans le plan $(P_e - P_\pi)$

	$\varepsilon = 0,05$		$\varepsilon = 0,20$	
	Expérimentale	Calculée	Expérimentale	Calculée
b	1,29 ± 0,06	1,20 ± 0,03	0,43 ± 0,23	0,39 ± 0,02
σ en %	0,90 ± 0,08	1,14 ± 0,05	1,04 ± 0,42	1,60 ± 0,06
X^2 normalisé	1,21	0,80	0,83	0,77

Ces résultats montrent que le programme reproduit bien la pente b de la distribution.

Par contre, on trouve une largeur plus grande que celle observée expérimentalement. Deux raisons peuvent expliquer cette différence. D'une part, la description du champ de l'aimant de la voie pion par une matrice au premier ordre ne rend pas compte exactement de la résolution en impulsion du dispositif et, cela d'autant plus que les trajectoires sont éloignées de la trajectoire centrale. D'autre part, le calcul des corrections radiatives à l'aide des formules de De Calan et Fuchs, calcul utilisé dans le programme pour déterminer le spectre d'impulsion des pions (paragraphe V.1.2.b), n'est plus valable pour des $\frac{\Delta P_\pi}{P_\pi}$ petits.

Ceci nous impose de ne pas appliquer de coupures trop étroites autour de la droite afin que le calcul de l'angle solide ne soit pas affecté par ces deux effets.

On peut également comparer les distributions projetées sur $\frac{\Delta P_\pi}{P_\pi}$ parallèlement à la droite $\frac{\Delta P_\pi}{P_\pi} = b \frac{\Delta P_e}{P_e}$; les figures 27 et 28 représentent les résultats pour les deux points cinématiques.

L'accord est, dans l'ensemble, satisfaisant : toutefois, il apparaît une légère différence pour les basses impulsions, c'est-à-dire dans un domaine où, d'une part, l'angle solide de la voie pion varie beau-

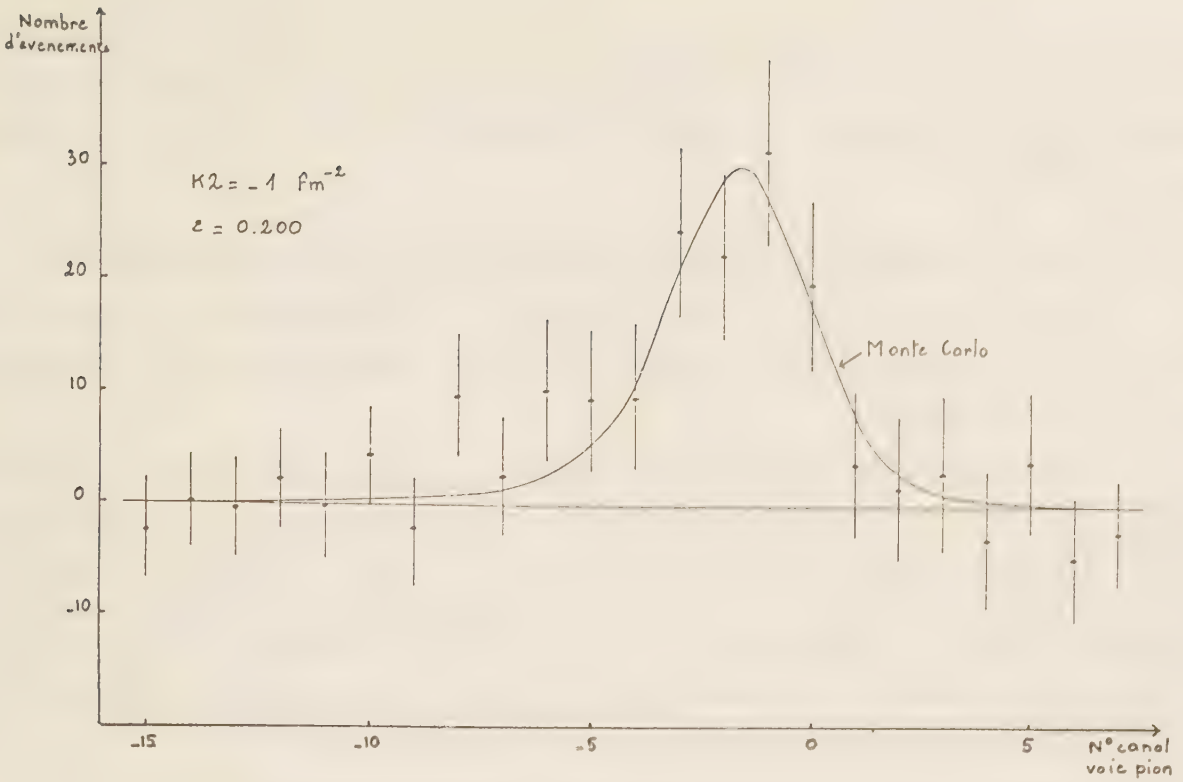


Fig. 27 Distribution des événements dans le plan $(P_e - P_\pi)$ projetée parallèlement à la droite $\Delta P_\pi / P_\pi = b\ \Delta P_e / P_e$.

La courbe en trait plein donne la distribution calculée par le programme Monte Carlo normalisée aux points expérimentaux. L'erreur sur la distribution calculée est de 5%.

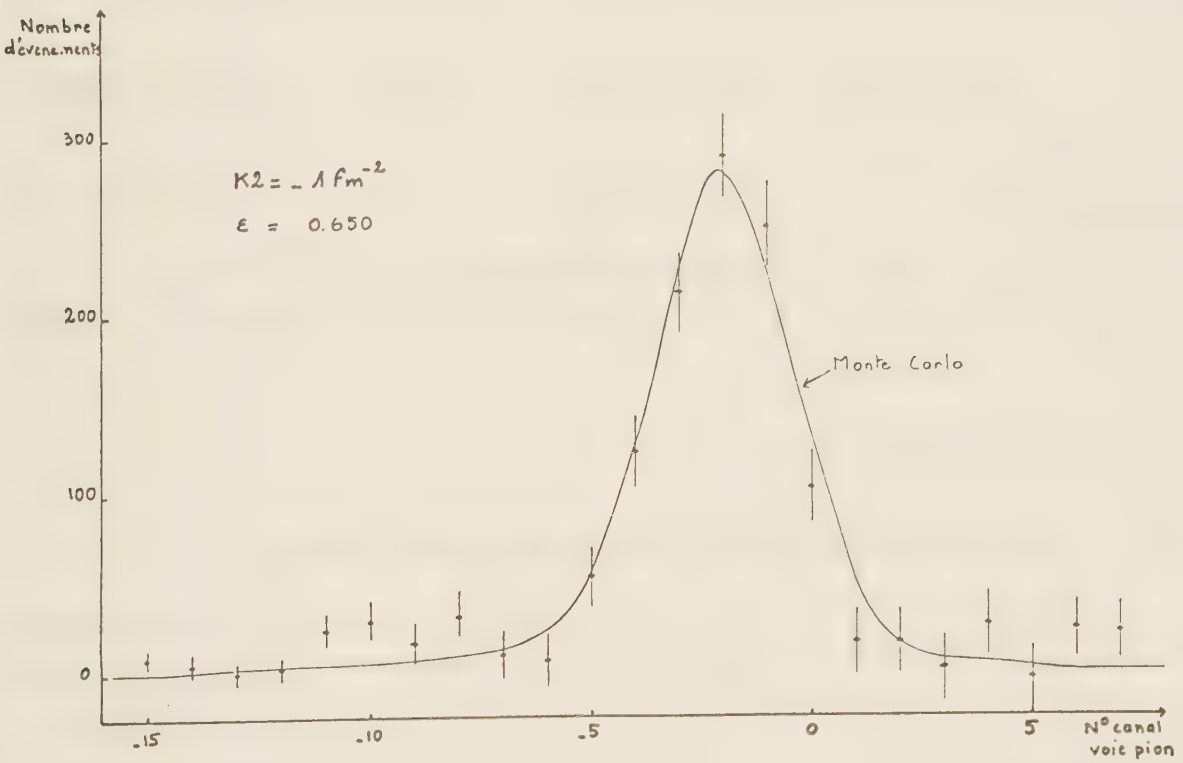


Fig. 28 Distribution des événements dans le plan $(P_e - P_\pi)$ projetée parallèlement à la droite $\Delta P_\pi / P_\pi = b\ \Delta P_e / P_e$.

La courbe en trait plein donne la distribution calculée par le programme Monte Carlo normalisée aux points expérimentaux. L'erreur sur cette distribution calculée est de 5%.

coup et où, d'autre part, les trajectoires des pions dans le spectromètre sont très éloignées de la trajectoire centrale. Il est probable que la description du champ par la matrice au premier ordre pour ces impulsions est incorrecte.

VI.7.2.b. Comparaison de la variation du nombre d'événements.

La variation de l'angle solide P en fonction des coupures doit reproduire celle du nombre d'événements. Les figures 29 et 30 comparent ces deux variations.

On constate que, si l'accord est bon pour des coupures variant de 6% à 3%, une différence apparaît pour des coupures plus larges et cela pour les mêmes raisons que précédemment. Une légère différence apparaît également pour la coupure à 2% : on a vu que, pour des coupures étroites, les effets dus à la résolution de l'appareillage devenaient importants ; là encore il faudrait, pour en rendre compte, traiter les propriétés magnétiques des spectromètres de manière plus raffinée.

VI.7.2.c. Choix des coupures.

Les remarques des deux précédents paragraphes nous ont conduit à choisir de faire une coupure de $\pm$ 4% : en effet, pour cette valeur

- la précision statistique sur le nombre d'événements simples est optimale ;
- les effets dus à la résolution de l'appareillage sont négligeables ;
- on élimine toute particule passant dans une région où le champ magnétique est mal décrit par une matrice de transfert au premier ordre.

VI.8. SECTIONS EFFICACES.

VI.8.1. Sections efficaces de photoproduction virtuelle.

Le tableau XIV donne l'ensemble des quantités permettant de déterminer, à partir de la formule (18), les sections efficaces pour les deux points (W = 1175 MeV, $k^2 = -1F^{-2}$, $\varepsilon = 0{,}65$) et (W = 1175 MeV, $k^2 = -1F^{-2}$, $\varepsilon = 0{,}20$).

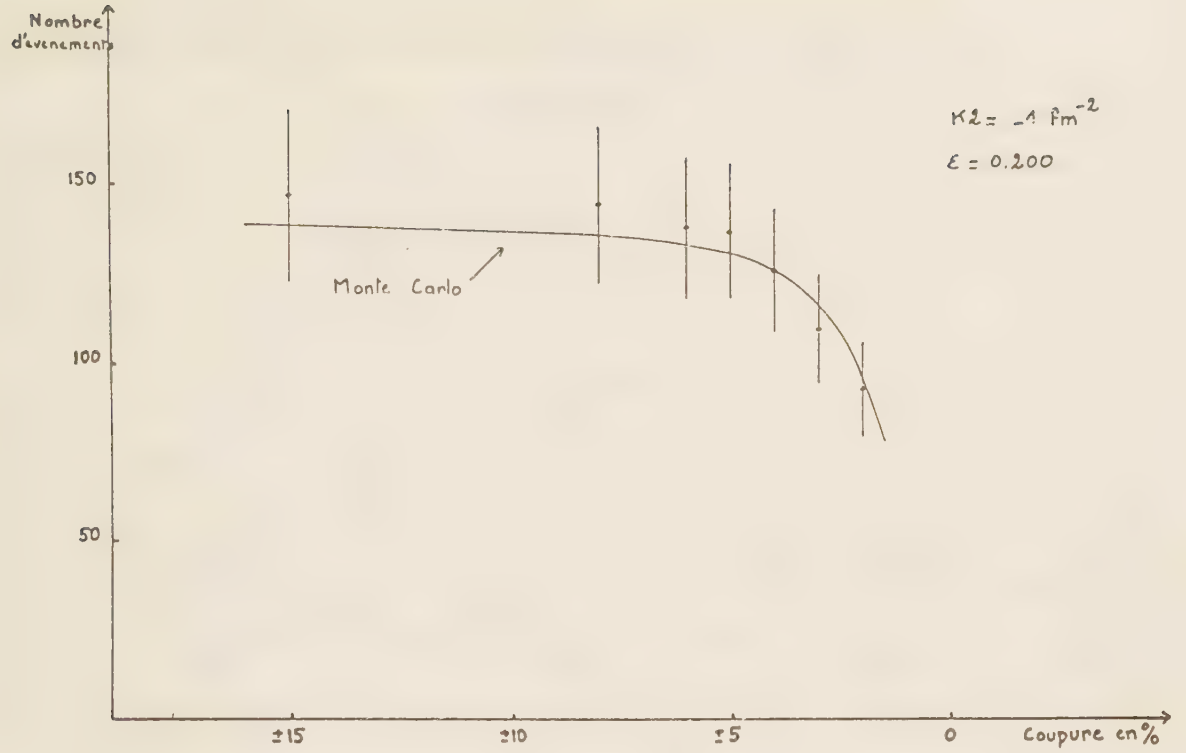


Fig. 29 Variation du nombre d'événements $N_{ee'\pi}$ en fonction des coupures.
La courbe continue donne la variation de tous les paramètres dépendant des coupures normalisée aux nombres expérimentaux d'événements. L'erreur sur cette courbe est de 1,5%.

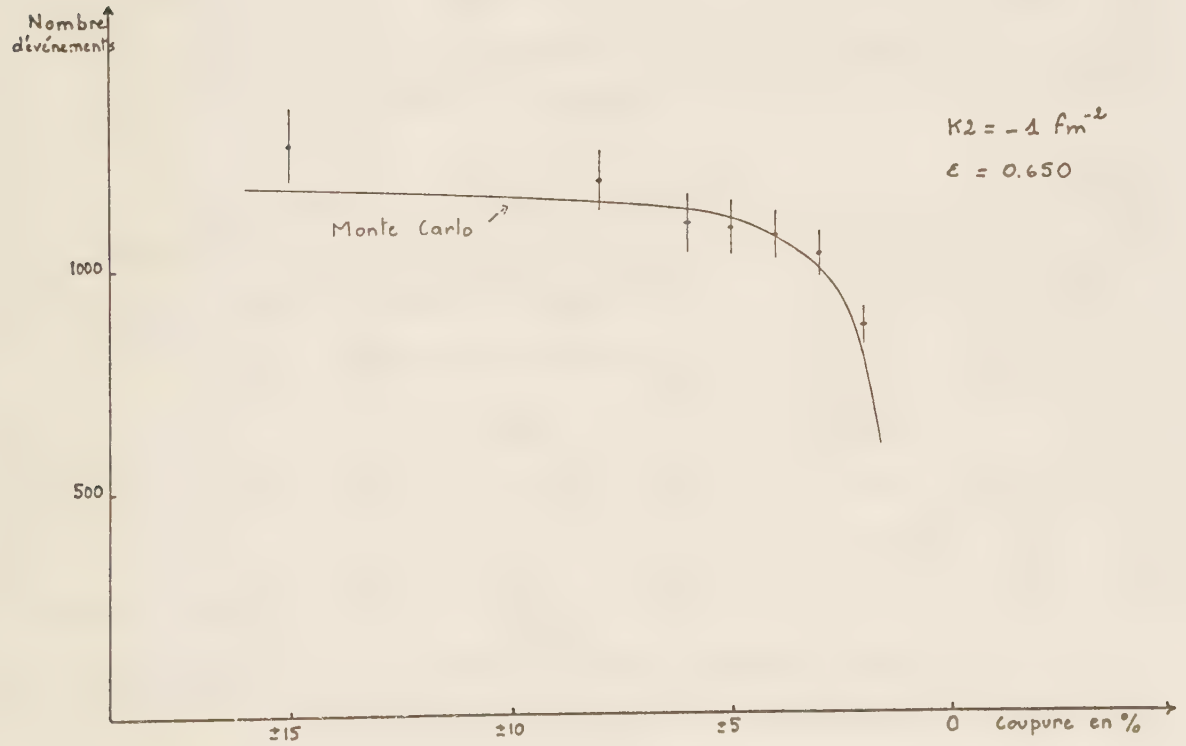


Fig. 30 Variation du nombre d'événements $N_{ee'\pi}$ en fonction des coupures.
La courbe continue donne la variation de tous les paramètres dépendant des coupures normalisée aux nombres expérimentaux d'événements. L'erreur sur cette courbe est de 1,5%.

Tableau XIV

Résultats

		$\varepsilon = 0,65$	$\varepsilon = 0,20$
$\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega}$	en μb/sr	0,0149 ± 0,0002	0,0475 ± 0,0007
$N_{ee'}$		$5,44 \times 10^{6}$	$4,15 \times 10^{7}$
$1-\delta_N$		0,907	0,903
Γ	en sr^{-1} MeV^{-1}	$3,25 \times 10^{-6}$	$0,618 \times 10^{-6}$
J		2,035	2,035
E'	en MeV	234,6	69,7
R		0,522 ± 0,007	0,522 ± 0,007
S	en msr	3,33	3,33
S'	en msr	3,15 ± 0,03	3,05 ± 0,03
ε_π		0,814 ± 0,006	0,798 ± 0,020
$N^S_{ee'\pi}$		1073 ± 54	127 ± 17
P_S	en msr	1,81 ± 0,04	1,94 ± 0,04
$(1-\delta')_S$		0,834 ± 0,011	0,857 ± 0,011
$N^M_{ee'\pi}$		154 ± 31	15 ± 12
P_M	en msr	1,96 ± 0,04	2,12 ± 0,04
$(1-\delta')_M$		0,849 ± 0,010	0,863 ± 0,010
$\frac{d\sigma_V}{d\omega_\pi}$	en μb/sr	11,6	9,4
$\frac{d\sigma_V}{d\omega_\pi}$	en μb/sr	0,7	1,5

L'erreur provient essentiellement de l'erreur statistique sur le nombre d'événements.

VI.8.2. Sections efficaces longitudinales et transverses.

La section efficace longitudinale déduite des deux valeurs précédentes est de

$$\frac{d\sigma_L}{d\omega_\pi} = (4,7 \pm 3,7)\ \mu b/sr \cdot$$

La section efficace transverse vaut

$$\frac{d\sigma_T}{d\omega_\pi} = (8,5 \pm 2,2)\ \mu b/sr \cdot$$

L'erreur sur ces deux valeurs est due essentiellement à l'erreur statistique sur le point à faible valeur de ε.

VI.9. CONCLUSION.

La section efficace transverse mesurée est en bon accord avec celle prédite par Cochard [11], soit 6,5 μb/sr, et avec celle prédite par Zagury [10], soit 6,8 μb/sr.

La section efficace longitudinale est sensiblement plus faible que celles prédites par Cochard et Zagury qui sont respectivement de 11,1 μb/sr et de 11,5 μb/sr. Toutefois, étant donné l'erreur expérimentale, il n'est pas possible de conclure avant d'avoir la totalité des résultats.

Ces résultats préliminaires confirment toutefois la possibilité de séparer partie longitudinale et partie transverse et donc de déterminer, avec l'ensemble complet des données, le rayon quadratique moyen du pion.

CONCLUSION

Nous avons montré que l'expérience d'électroproduction de pions positifs sur l'hydrogène, réalisée à l'accélérateur linéaire de Saclay, permettait de séparer les parties longitudinale et transverse de la section efficace. La section efficace longitudinale est dominée par le diagramme d'échange d'un pion et permet ainsi d'atteindre le facteur de forme du pion. L'étude des différentes contraintes cinématiques a permis de définir une série de points de mesure devant conduire, pour un temps donné d'acquisition, à la meilleure précision sur ce facteur de forme aux moments de transfert de -1, -2 et $-3F^{-2}$.

Nous avons ensuite étudié la réponse des deux aimants détectant, l'un des électrons, l'autre les pions, et vérifié que le calcul par un programme Monte-Carlo de l'acceptance de ces aimants reproduisait les différentes mesures de calibration effectuées au cours de l'expérience. Nous avons montré que le type de monitorage utilisé permettait d'obtenir le rapport de la section efficace d'électroproduction à la section efficace de diffusion élastique, laquelle est connue avec une précision voisine de 1%. Nous avons explicité la méthode d'analyse conduisant à la détermination du nombre de coïncidences et les corrections à effectuer afin d'obtenir le résultat final.

La méthode d'analyse ainsi définie a été appliquée aux données acquises dans la première partie de l'expérience. Le moment de transfert étant $1F^{-2}$, on a trouvé les valeurs suivantes des sections efficaces longitudinale et transverse:

$$\frac{d\sigma_L}{d\omega_\pi} = (4,7 \pm 3,7)\ \mu b/sr\ ,$$

$$\frac{d\sigma_T}{d\omega_\pi} = (8,5 \pm 2,2)\ \mu b/sr\ .$$

L'erreur sur ces résultats préliminaires est trop importante pour que l'on puisse dégager une conclusion. Seul, l'ensemble complet des données permettra de mesurer les sections efficaces longitudinales pour les trois valeurs du moment de transfert avec une précision suffisante pour déterminer le rayon quadratique moyen du pion.

Annexe I

Principe du programme Monte-Carlo : voie pion

Ce programme a pour but de simuler la réponse du dispositif servant à détecter les pions à un spectre donné de pions.

On tire les caractéristiques initiales du pion (origine, angle, impulsion) selon les lois de probabilités adaptées aux résultats que l'on veut obtenir. On tire également la longueur de désintégration selon la loi exponentielle de décroissance.

On suit alors la trajectoire de chaque pion en décomposant le dispositif en régions : chaque région est caractérisée par sa longueur, par les propriétés du matériau, par les propriétés magnétiques (région avec champ ou non) et par les collimations. On calcule alors, pour chaque zone, les coordonnées finales à partir des coordonnées à l'entrée en utilisant les matrices de transfert au premier ordre et en tenant compte de la diffusion multiple. On calcule parallèlement la distance parcourue depuis l'origine, distance que l'on compare à la longueur de désintégration. Si cette distance devient supérieure, on calcule les coordonnées du muon émis (angles et impulsion) et le programme se poursuit avec ces nouvelles coordonnées. On teste également si la particule n'est pas stoppée par les collimateurs, auquel cas on procède à un nouveau tirage.

A la sortie de la dernière région, on retient certaines informations (numéro des compteurs touchés dans les hodoscopes, nature de la particule) servant à établir les spectres qui nous intéressent (spectre des hodoscopes H1 et H2, spectre des impulsions réelles, spectres des impulsions mesurées à partir de H1 et H2, etc .) ou à déterminer certaines quantités (angle solide, taux de désintégration, nombre de muons récupérés, etc .).

L'organigramme du programme est présenté sur la figure 31.

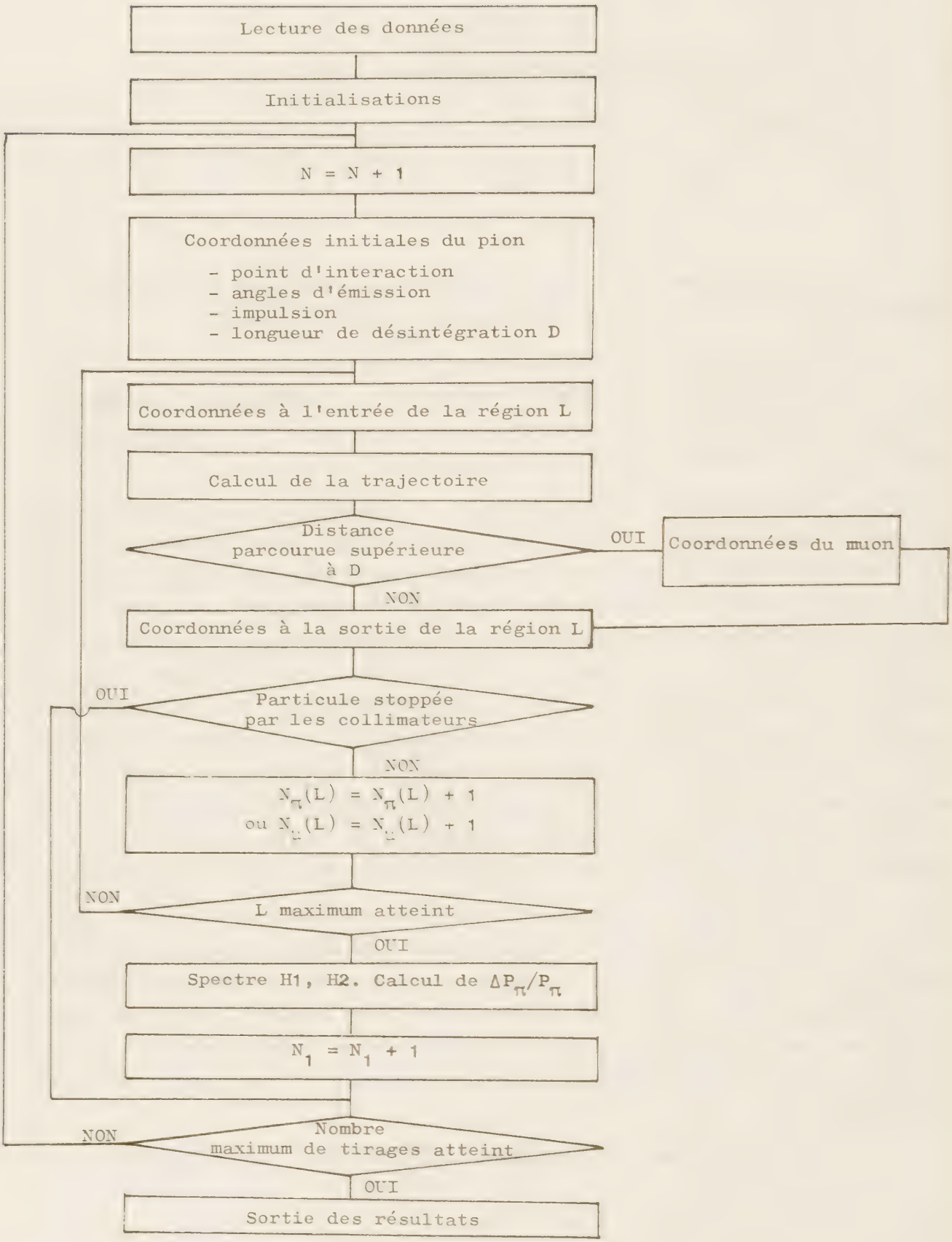


Fig. 31 - Organigramme du programme Monte-Carlo : voie pion

Annexe II

Principe du programme Monte-Carlo : voie électron

Ce programme simule la réponse du dispositif détectant les électrons à un spectre initial d'électrons. On utilise la même méthode que pour la voie pion c'est-à-dire que, à partir des coordonnées initiales de la particule (point d'interaction, angle d'émission, impulsion), on suit la trajectoire à travers le dispositif en tenant compte de la diffusion multiple.

Le calcul des trajectoires utilise la matrice de transfert du spectromètre au deuxième ordre, déterminée à partir des cartes de champ. On calcule ainsi les coordonnées dans le plan-image (plan parallèle à la face de sortie du spectromètre et situé à 1 m de cette face) à partir des coordonnées dans le plan-objet.

Pour tenir compte de la diffusion multiple avant l'aimant, on suit la trajectoire jusqu'à l'entrée de l'aimant en tenant compte de la diffusion multiple ; pour appliquer la matrice de transfert, il est nécessaire de calculer les coordonnées dans le plan-objet, c'est-à-dire les coordonnées d'une particule qui ne subirait pas de diffusion multiple (trajectoire rectiligne) et qui aurait, à l'entrée de l'aimant, les mêmes coordonnées que celles calculées en tenant compte de la diffusion multiple.

De même, pour tenir compte de la diffusion multiple après l'aimant, on calcule, à partir des coordonnées dans le plan-image, les coordonnées à la sortie de l'aimant en supposant la trajectoire rectiligne. On suit alors la trajectoire depuis la sortie de l'aimant en tenant compte de la diffusion multiple.

Pour tenir compte de la limitation de l'angle solide par l'entrefer, il faut connaître les coordonnées transversales en différents points du spectromètre, ce que ne donne pas la matrice de transfert utilisée précédemment. On calcule donc parallèlement ces coordonnées à l'aide de la matrice de transfert au premier ordre calculé à partir des caractéristiques magnétiques du spectromètre (angle, indice, rayon) et on élimine ainsi les électrons qui frappent l'entrefer.

L'organigramme de ce programme est présenté sur la figure 32.

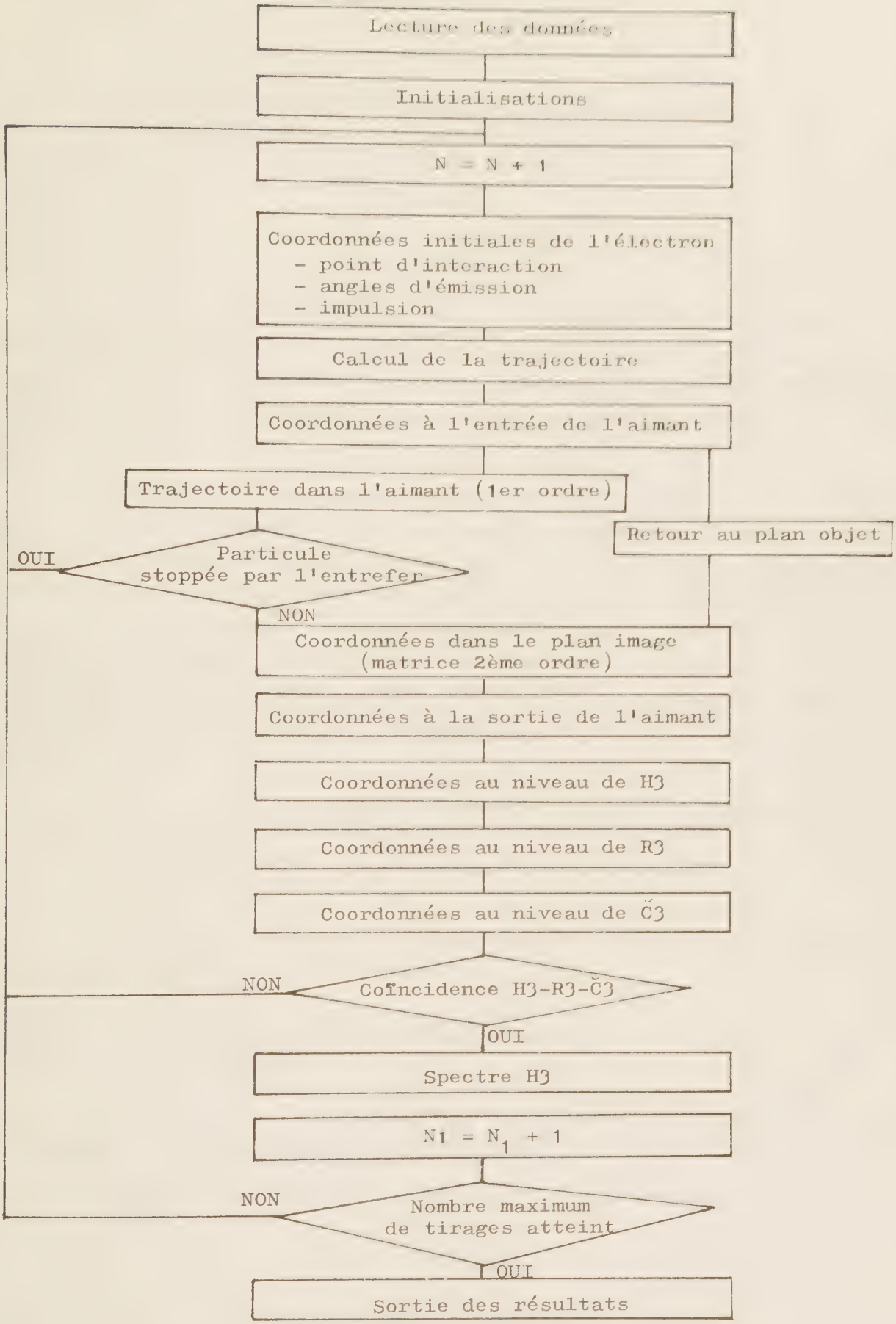


Fig. 32 - Programme Monte Carlo : voie électron

Annexe III

Variation du produit angle solide acceptance en fonction du canal dans la voie pion.

On place l'ensemble de la voie à un angle θ_π, l'énergie incidente étant E. On fait une série de mesures en variant le champ dans l'aimant par pas constant de 1,12% autour de V_o. Soit α l'indice caractérisant la valeur du champ (c'est l'écart relatif par rapport à V_o en unité de 1,12%).

La mesure de l'impulsion des pions à l'aide des deux hodoscopes H1 et H2 déterminent des canaux β caractérisés par un angle solide $\Delta\Omega(\beta)$, une impulsion $P(\alpha,\beta)$, une acceptance en impulsion $\Delta P(\alpha,\beta)$. Si l'on suppose que les propriétés magnétiques du système de détection ne varient pas en fonction du champ (hypothèse valable dans la mesure où l'aimant n'est pas saturé), l'impulsion $P(\alpha,\beta)$ et l'acceptance $\Delta P(\alpha,\beta)$ sont proportionnelles à $P(\alpha)$, ($P(\alpha)$ étant l'impulsion correspondant au champ $V(\alpha)$). La différence d'impulsion entre deux canaux étant de 1,12% on peut écrire :

$$\begin{cases} P(\alpha,\beta) = P(\alpha) \times \left[1 + \beta \times 0{,}0112 + \beta^2 \times 0{,}00014\right] \\ \dfrac{\Delta P(\alpha,\beta)}{P(\alpha)} = \dfrac{\Delta P}{P}(\beta) \end{cases}$$

Le nombre de pions $N_\pi(\alpha,\beta)$ détectés dans le canal β pour la valeur α du champ est proportionnel à :

$$N_\pi(\alpha,\beta) \propto N_e(\alpha) \times \frac{d^3\sigma}{d\Omega_\pi dP_\pi}\left[E,\ \theta_\pi,\ P(\alpha,\beta)\right] \times \Delta\Omega(\beta) \times \Delta P(\alpha,\beta) \times (1-\delta)_\beta .$$

$N_e(\alpha)$ est le nombre d'électrons détectés dans la voie de normalisation et sert uniquement au monitorage

$\dfrac{d^3\sigma}{d\Omega_\pi dP_\pi}$ est la section efficace d'électroproduction de π^+.

$1-\delta$ rend compte des pertes par désintégration des pions et vaut $e^{-\frac{L \times M_\pi}{P(\alpha,\beta)C\tau}}$, L est la distance moyenne parcourue.

Les muons de désintégrations récupérés dans le canal β proviennent essentiellement de pions qui se sont désintégrés après le spectromètre et représentent environ 10% du nombre de pions récupérés. Ce nombre varie peu en fonction de l'impulsion centrale $P(\alpha)$; de plus, la distribution de ces muons dans les hodoscopes H_1 et H_2 ne dépend pas de l'impulsion centrale. On peut alors admettre que le rapport $\delta_\mu(\beta)$ entre le nombre de muons et le nombre de pions récupérés dans le canal β est constant en fonction de $P(\alpha)$. On a, dans ce cas :

$$N(\alpha,\beta) = N_\pi(\alpha,\beta) + N_\mu(\alpha,\beta) = N_\pi(\alpha,\beta)\left[1 + \delta_\mu(\beta)\right]$$

$$= N_e(\alpha) \times \frac{d^3\sigma}{d\Omega_\pi dP_\pi}\left[E,\theta_\pi,P(\alpha,\beta)\right] \times \Delta\Omega(\beta) \times \frac{\Delta P}{P}(\beta) \times (1+\delta_\mu(\beta)) \times P(\alpha)$$

$$e^{-\frac{L \times M_\pi}{P(\alpha,\beta)C\tau}} .$$

Pour déterminer la variation de $F(\beta) = \Delta\Omega(\beta) \times \frac{\Delta P}{P}(\beta) \times e^{-\frac{L \times M_\pi}{P(\alpha=0,\beta)C\tau}} \times (1+\delta_\mu(\beta))$, on doit donc connaître la variation de la section efficace en fonction de l'impulsion. Pour cela, on somme sur une série de valeurs de β en imposant que $P(\alpha,\beta)$ reste constant, c'est-à-dire puisque

$$P(\alpha,\beta) = P_o \times \left[1+\alpha \times 0{,}0112\right] \times \left[1+\beta \times 0{,}0112+\beta^2 \times 0{,}00014\right] \simeq P_o\left[1+(\alpha+\beta) \times 0{,}0112\right]$$

en imposant que la somme $\alpha+\beta$ soit constante (égale à K). On a alors :

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_\pi dP_\pi}\left[P_o(1+K \times 0{,}0112)\right] = \frac{\sum_\beta \frac{N(K-\beta,\beta)}{N_e(K-\beta)\ P(K-\beta)\, e^{-\frac{L \times M_\pi}{P(K-\beta,\beta)C\tau}}}}{\sum_\beta \Delta\Omega(\beta) \times \frac{\Delta P}{P}(\beta) \times (1+\delta_\mu(\beta))} .$$

On en déduit alors $F(\beta)$ par

$$F(\beta) = \frac{N(\alpha,\beta) \times e^{-\frac{L \times M_\pi}{P(\alpha,\beta) \times C\tau}} \times \alpha}{N_e(\alpha) \times P(\alpha) \times \frac{d^3\sigma}{d\Omega_\pi dP_\pi}\left[P(\alpha,\beta)\right]} .$$

On peut sommer sur toutes les valeurs de α où la section efficace est définie pour améliorer la précision statistique.

BIBLIOGRAPHIE

[1] C.W. AKERLOF, W.W. ASH, K. BERKELMAN, C.A. LICHTENSTEIN, A. RAMANAUSKAS, R.H. SIEMANN, Phys. Rev., 163, 1432 (1967).

[2] C. MISTRETTA, J.A. APPEL, R.J. BUDNITZ, L. CAROLL, J. CHEN, J.R. DUNNING, M. GOITEIN, K. HANSON, D.G. IMRIE and R. WILSON, Phys. Rev., 184, 1487 (1969).

[3] C. DRIVER, K. HEINLOTH, K. HÖHNE, G. HOFFMANN, P. KAROW, D. SCHMIDT, G. SPECHT, J. RATHJE, Phys. Lett., 35B, 77, 81 (1971).

[4] E. AMALDI, B. BORGIA, P. PISTILLI, M. BALLA, G.V. DI GIORGIO, A. GIAZOTTO, S. SERBASSI, G. STOPPINI, Nuovo Cimento, 65A, 377 (1970).

[5] C.N. BROWN, C.R. CANIZARES, W.E. COOPER, A.M. EISNER, G.J. FELDMAN, C.A. LICHTENSTEIN, L. LITT, W. LOCKERETZ, W.B. MONTANA, F.M. PIPKIN, Phys. Rev. Lett., 26, 987, 991 (1971).

[6] M. GOURDIN, P. SALIN, Nuovo Cimento, 27, 193 (1963).

[7] D.J. DRICKEY, R.F. MOZLEY, Phys. Rev. Lett., 8, 291 (1962).

[8] C. BECCHI, G. MORPURGO, Phys. Lett., 17, 352 (1965).

[9] H. HARASI, H.J. LIPKIN,
Phys. Rev., 140, 1617 (1965).

[10] N. ZAGURY,
Phys. Rev., 145, 1112 (1966).

[11] G. COCHARD,
Thèse d'état, Paris VI (1974).

[12] L.N. HAND,
Phys. Rev., 129, 1834 (1963).

[13] J. SCHWINGER,
Phys. Rev., 76, 790 (1949).

[14] YUNG-SU TSAI,
Phys. Rev., 122, 1898 (1961).

[15] C. DE CALAN, G. FUCHS,
Nuovo Cimento, 38, 4 (1965).

[16] A. BARTL, P. URBAN,
Fortschr. d. Phys., , 139 (1965).

[17] LE GOUET,
Thèse 3ème cycle, Orsay (1975).